



# Recherche de l'état à trois phonons dans le $^{40}\text{Ca}$

Muriel Fallot

## ► To cite this version:

Muriel Fallot. Recherche de l'état à trois phonons dans le  $^{40}\text{Ca}$ . Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Paris Sud - Paris XI, 2002. Français. NNT : . tel-00002925

**HAL Id: tel-00002925**

**<https://theses.hal.science/tel-00002925>**

Submitted on 2 Jun 2003

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS 6

## **Spécialité : Physique Nucléaire**

présentée par

**Muriel FALLOT**

**pour obtenir le grade de DOCTEUR de L'UNIVERSITÉ PARIS 6**

Sujet de la thèse :

**Recherche de l'état à trois phonons dans le  $^{40}\text{Ca}$**

soutenue publiquement le 24 septembre 2002

devant le jury composé de :

M.	<b>N. Alamanos</b>	Rapporteur
M.	<b>M. Boratav</b>	Président
M.	<b>F. Catara</b>	Rapporteur
M.	<b>H. Emling</b>	Examineur
Mme.	<b>N. Frascaria</b>	Directrice de Thèse
M.	<b>E. Plagnol</b>	Examineur



A mes parents,  
A Jérôme.



# Remerciements

Ce travail a été effectué grâce à une allocation de recherche du rectorat de Paris.

Je remercie Sydney Galès et Nimet Frascaria de m’avoir accueillie dans la Division de Recherche de l’IPN d’Orsay. Plus particulièrement je remercie Nimet Frascaria et Jean-Antoine Scarpaci de m’avoir proposé un sujet de thèse passionnant. Le sens physique et la pédagogie des explications de Jean-Antoine m’ont permis de me mettre dans le bain dès le début de mon stage de DEA avec le Towing-Mode. Je remercie également Nimet pour son attention et surtout pour son rôle très moteur : son enthousiasme concernant les états multiphonons m’a encouragée plus d’une fois pendant l’analyse des résultats.

Je remercie Murat Boratav d’avoir accepté de présider mon jury de thèse. Je remercie Nicolas Alamanos et Francesco Catara d’avoir accepté d’être les rapporteurs de ce travail, ainsi que Hans Emling et Eric Plagnol d’en avoir été examinateurs. Leurs remarques et questions ouvrent de nouvelles voies de réflexion pour la suite de ce travail.

L’étude des états multiphonons est un sujet très ancien dans le groupe NESTER, et notamment dans l’équipe SAGA, dont elle constituait le sujet de recherche principal. L’équipe de choc qui a suivi de près mon dépouillement puis la lecture de ce manuscrit était constituée de Nimet, Jean-Antoine et Yorick Blumenfeld. Je remercie en particulier Yorick de m’avoir consacré du temps malgré ses nombreux engagements, et je n’oublierai jamais ses sandwiches faits maison... Je remercie aussi Pierre Désesquelles pour nos nombreuses discussions, et on peut vraiment parler d’aide précieuse puisque chaque tuyau de ta part me coûtait un gâteau.

Pour qu’une manip comme celle qui a réuni SPEG et INDRA fonctionne sans accroc, il faut l’investissement de nombreuses personnes, et notamment quelques-unes qui acceptent de s’atteler à la préparation de l’expérience. Je remercie donc spécialement Jean-Antoine pour l’énergie qu’il a déployée pour que le couple SPEG/INDRA marche bien et tous ceux qui ont consacré du temps à la préparation plusieurs mois à l’avance, ainsi que l’équipe au complet des participants : Yorick Blumenfeld, Abdou Chbihi, Philippe Chomaz, Pierre Désesquelles, John Frankland, Nimet Frascaria, Elias Khan, Jean-Louis Laville, Eric Plagnol, Emmanuel Pollacco, Patricia Roussel-Chomaz, Jean-Claude Roynette, Aradhana Shrivastava et Thomas Zerguerras. Sans oublier les professionnels du SPEG, Jean-François Libin et Patrice Gangnant et Jean Ropert pour tous les aménagements d’INDRA nécessaires à l’expérience, ainsi que Serge Barbey. Evidemment, sans

les informaticiens et électroniciens du GANIL, cette expérience n'aurait pas pu se faire, je remercie toute l'équipe pour son aide chaleureuse.

Parallèlement à la recherche expérimentale de l'état à trois phonons, j'ai eu la chance de participer à une collaboration théorique entre des chercheurs de l'IPN, du GANIL, de Catane et de Séville. Je remercie donc Philippe Chomaz de m'avoir intégrée à cette collaboration et de m'avoir encadrée. Je remercie May Andres, Francesco Catara et Edoardo Lanza de nous avoir si bien accueillis à Séville et à Catane et d'avoir entretenu une ambiance chaleureuse et efficace de travail, tout en nous délivrant un aperçu de la couleur locale. Ainsi nous avons pu participer au repas de Noël du département de Physique de l'Université de Séville, voir et écouter du flamenco à la Carboneria, déguster des spécialités siciliennes et découvrir la *grappa* et le *jeres* pour ma part... J'ai eu l'occasion de collaborer également avec d'autres personnes dans le cadre de l'étude du Towing Mode et je remercie notamment Denis Lacroix pour sa spontanéité et sa gentillesse.

En parallèle de mon travail de thèse j'ai eu la chance de trouver des vacances d'enseignement dans divers domaines et diverses universités, aussi je remercie M.A. Duval de m'avoir permis d'encadrer des séances de TP de physique de DEUG à Evry, Thierry Artières de l'université de Cergy grâce à qui j'ai pu encadrer les TD d'informatique de DEUG MIAS, C. Kenyon et N. Drach du LRI grâce auxquelles j'ai encadré les TP d'informatique des DEUG SM de l'université Paris XI (Orsay), M. Menou qui m'a permis de faire partie de l'équipe qui s'occupe du Projet Professionnel à Orsay, notamment pour les DEUG de droit et de sciences. Je remercie particulièrement Jean-Claude Roynette qui m'a permis d'encadrer les TD de l'option Physique Nucléaire de la Maîtrise de Sciences Physiques à Orsay, dont il assurait les cours. Cette expérience d'enseignement a été très enrichissante pour moi.

Tout au long de ma thèse, j'ai rencontré d'autres *thésards*, avec lesquels une ambiance agréable et solidaire s'est créée. Ma première pensée va à mes collègues "de promo" du DEA CPM qui ont fait leur thèse sur le campus et que par conséquent j'ai vu plus souvent que les autres. Notamment le groupe du midi ou des pauses café, Cynthia, Florent, Stéphanie, Matej, et *ceux du LAL* qu'on a vu un peu moins souvent, Elise, Melissa et Florian. Je remercie également Jacqueline, qui m'a encouragée les quelques fois où l'on s'est croisées, et pour la bonne ambiance qu'elle a su insuffler dans le DEA. J'ai aussi participé à quelques activités d'organisation (APN, AJT) et de vulgarisation (conférences NEPAL, fête de la Science), et je remercie tous ceux et toutes celles avec qui nous avons partagé de bons moments.

Ensuite vient l'équipe des *Jeunes Thésards* (ou *Vieux Thésards* !), Jérôme, Santiago et Ingrid, Elias et Fanny, Nicolas et Isabelle, Cristina et Julien, Aradhana, Marcella, David et Marc avec lesquels nous avons partagé des soirées sympathiques. Thomas était déjà là depuis un an quand j'ai débarqué dans le groupe, nous avons vécu les peurs et les joies du dépouillement à peu près en même temps et nous nous sommes soutenus mutuellement. Merci Thomas pour l'ambiance solidaire qui a régné entre nous. Pendant un an j'étais la

petite nouvelle du couloir, c'était un statut plutôt agréable puisque l'on est chouchoutée et sensée ne rien savoir encore... Et puis tout d'un coup un an est passé, et là y a un nouveau thésard qui arrive et qui subtilise cruellement la place de petit nouveau chouchouté. Alors on a le statut de thésard expérimenté et on a un coup de stress car on voit la troisième année arriver. Le premier dans l'équipe après moi fut Franck, à qui je n'en veux même pas puisqu'on s'entend bien ! Je t'envoie tout plein de courage pour gérer le stress de la troisième année. L'année suivante, ma dernière, Victor, Emilia, et Oriana sont arrivés à l'IPN, ainsi que Flore à Saclay. Deux filles d'un coup dans le même groupe ! Ça, c'est un record, mais c'était plutôt sympathique de rétablir un peu l'équilibre ! Les repas du midi sont devenus tout à coup pleins de thésards (une vraie invasion !). Evidemment j'ai eu plus d'occasions de discuter avec Emilia et Victor, orientation thématique oblige, mais je vous souhaite à tous les quatre une bonne continuation. Cette fois-ci j'étais foutue, c'était vraiment la fin et j'ai attrapé le statut de vétérante sans même le vouloir. Dans ce cas-là, il ne reste qu'à partir là où les post-docs sont plus vieux... M'enfin, histoire d'enfoncer le clou, des stagiaires de DEA sont arrivés en cours d'année : Emilie, Kamal, Laurent, Julien et Alexandre. J'ai été très contente de faire votre connaissance également... Ce qui est génial avec les remerciements, c'est qu'on a l'impression que c'est une lettre d'adieu et qu'on perd tout contact avec les gens après la thèse, j'espère que ça ne sera pas le cas.

Nous avons aussi la chance de n'avoir à monter que d'un étage pour rencontrer quelques théoriciens de structure nucléaire. C'était donc très tentant d'aller les voir de temps en temps. Je remercie donc Elias Khan, Van Giai Nguyen, Marcella Grasso, Nicole Vinh-Mau, Marcelle Lhuillier et Jérôme de m'avoir consacré du temps pour répondre à mes questions, et de m'avoir incluse dans leurs bons plans restos, grâce aux bonnes adresses de Marie-Thérèse Commault. Mais il n'y a pas que la physique dans un laboratoire, et personne ne pourrait travailler sans l'aide des bibliothécaires, sans les informaticiens si rapides à déjouer les bugs, les personnes du service reprographie et surtout, sans notre secrétaire de groupe Anne-Marie. Nous avons si peu l'occasion de les remercier que je voudrais leur adresser une pensée sympathique.

J'ai une pensée pour les Lyonnais, et notamment pour tous les bébés en route ou à venir et leurs futurs parents à savoir Florence et Thierry, Irène et Michael. Evidemment dans les Lyonnais, y a aussi les vétérants Estelle, Juliette et Stefano, actuellement expatriés. Et comme on ne peut pas citer tout le monde, même si on pense à eux, je m'arrête là, mais je remercie ceux que je n'ai pas cités bien sûr...

Enfin il est très difficile de remercier sa famille car l'on ne saurait jamais exprimer la gratitude que l'on éprouve à son égard. La preuve, c'est que cette phrase sonne comme un poncif, le problème c'est qu'il n'y a pas trente-six façons de le dire : MERCI. Je remercie infiniment mes parents pour leur soutien indéfectible, et leur confiance à toutes épreuves. Je remercie ma grand-mère également pour ses encouragements. Je remercie mon frère Frédéric et sa femme Hélène pour leur soutien.

L'organisation d'une soutenance est un peu compliquée, surtout qu'il faut penser à



la fois à la présentation et au pot. Je remercie Huguette, Maman, Mémère et Jérôme pour leur cakes, pralines (+ makrouds pour les initiés), quiches et mairones, Francine, Samuel, Brice et André pour leur soutien. Merci à toutes les personnes du laboratoire qui se sont dévouées pour confectionner d'excellents gâteaux, tartes quiches ou cakes pour mon pot de thèse : Yorick, Nimet, Didier, Cynthia, Franck, Diego, Emilia, Emilie, Flore, Dominique, et en particulier Anne-Marie qui m'a beaucoup aidée à son organisation.

Jérôme, tu as partagé mes joies, mes peines et mon caractère (il paraît que j'en ai un...), alors que puis-je te dire ? Que je te soutiendrai quand tu soutiendras... Ah ! Ben non, c'est déjà fait depuis longtemps... Alors, je te dis merci de tout mon coeur, et tout le reste de ce que j'ai à te dire dépasse le cadre de ces remerciements, alors mieux vaut ne pas insister avant de tomber dans les phrases habituelles...

# Sommaire

<b>Remerciements</b>	<b>i</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Introduction aux mouvements collectifs vibratoires</b>	<b>3</b>
1.1 Introduction . . . . .	3
1.1.1 Interprétation macroscopique des résonances géantes . . . . .	4
1.1.2 Interprétation microscopique des résonances géantes . . . . .	6
1.1.3 Résonances géantes électriques “froides” observées jusqu’à au- jourd’hui . . . . .	6
1.1.4 Décroissance des résonances géantes . . . . .	8
1.1.5 Introduction aux modèles microscopiques . . . . .	10
1.1.6 Collectivité des résonances géantes, règles de somme . . . . .	11
1.2 Propriétés des multiphonons . . . . .	12
1.2.1 Energie, amplitude de vibration, probabilité d’excitation et lar- geur des états multiphonons . . . . .	12
1.2.2 Décroissance des multiphonons . . . . .	14
1.2.3 Règle de somme pour les multiphonons . . . . .	15
1.3 Méthodes expérimentales pour observer les états multiphonons . . . . .	15
1.3.1 Réactions d’échange de charges . . . . .	16
1.3.2 Excitation coulombienne de la double résonance géante dipolaire à l’aide de faisceaux d’ions lourds aux énergies relativistes . . . . .	19
1.3.3 Collisions d’ions lourds aux énergies intermédiaires . . . . .	25
1.4 Questions ouvertes . . . . .	34
1.5 Mesure d’un état à trois phonons : motivations et choix expérimentaux . .	36
1.5.1 Comparaison des différentes sondes . . . . .	36
1.5.2 Choix expérimentaux . . . . .	37
<b>2 Présentation de l’expérience et étalonnages</b>	<b>39</b>
2.1 Introduction . . . . .	40
2.2 Faisceau et cible . . . . .	40

2.3	Le Spectromètre à Perte d'Energie GANIL . . . . .	42
2.3.1	Configuration du spectromètre utilisée . . . . .	43
2.3.2	Les chambres à dérive . . . . .	44
2.3.3	La chambre de Bragg . . . . .	46
2.3.4	Le détecteur Plastique scintillant . . . . .	46
2.4	L'électronique du SPEG . . . . .	47
2.5	Etalonnage des signaux du SPEG . . . . .	50
2.5.1	Identification des éjectiles . . . . .	50
2.5.2	Reconstruction de la trajectoire - calibration en $B\rho$ . . . . .	50
2.5.3	Etalonnage angulaire . . . . .	57
2.6	Le multidétecteur INDRA . . . . .	60
2.6.1	Introduction . . . . .	60
2.6.2	Présentation brève du détecteur dans sa forme habituelle . . . . .	61
2.6.3	L'électronique d'INDRA . . . . .	63
2.6.4	Identification des particules chargées dans les CsI d'INDRA . . . . .	65
2.6.5	Calibration en énergie des Scintillateurs à Iodure de Césium CsI(Tl) . . . . .	68
2.7	Électronique globale de l'expérience . . . . .	73
2.7.1	Déclenchement . . . . .	74
2.8	Événements fortuits . . . . .	75
<b>3</b>	<b>Mécanismes de Réaction</b>	<b>79</b>
3.1	Événements de multiplicité égale à un proton . . . . .	80
3.1.1	Spectre en section efficace invariante . . . . .	80
3.1.2	Résultats antérieurs . . . . .	80
3.1.3	Nouvelles distributions angulaires expérimentales des protons des événements de multiplicité égale à un . . . . .	83
3.1.4	Spectres en énergie manquante associés au towing mode . . . . .	86
3.2	Le towing mode . . . . .	87
3.2.1	Présentation du calcul Time Dependant Schrödinger Equation . . . . .	87
3.2.2	Comparaison des résultats expérimentaux avec les résultats théoriques . . . . .	91
3.3	Etude des événements de multiplicité deux protons . . . . .	91
3.3.1	Spectres en section efficace invariante . . . . .	93
3.3.2	Distributions angulaires associées aux événements à deux protons . . . . .	94
3.3.3	Mise en évidence de corrélations énergétiques spécifiques . . . . .	96
3.4	Distributions angulaires associées aux événements de multiplicité 3 protons . . . . .	98
3.4.1	Spectre en section efficace invariante à trois protons . . . . .	98
3.4.2	Distributions angulaires . . . . .	98
3.5	Etude des événements de multiplicité égale à une particule alpha . . . . .	99
3.5.1	Spectre en section efficace invariante pour les alphas . . . . .	99

3.5.2	Spectre en énergie manquante à un alpha . . . . .	99
3.5.3	Distributions angulaires des alphas . . . . .	106
3.5.4	Conclusions et perspectives sur le towing mode d'alphas . . . . .	107
3.6	Résumé, conclusions et perspectives . . . . .	107
<b>4</b>	<b>Analyse et interprétation des résultats</b>	<b>109</b>
4.1	Résultats antérieurs sur le $^{40}\text{Ca}$ . . . . .	110
4.1.1	Résonances géantes . . . . .	110
4.1.2	Région des RG, analyse en multipôles . . . . .	111
4.2	Description du spectre inclusif de la nouvelle expérience $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ à 50 A.MeV . . . . .	113
4.2.1	Conclusions sur les données inclusives . . . . .	116
4.3	Etude des données en coïncidence . . . . .	116
4.3.1	Calcul de la décroissance statistique des modes collectifs . . . . .	116
4.3.2	Etude de la région en énergie d'excitation de la GQR . . . . .	122
4.3.3	Conclusions sur la région en énergie d'excitation de la RGQ . . . . .	137
4.3.4	Région en énergie de l'état à deux phonons quadrupolaires . . . . .	138
4.3.5	Etude de la région en énergie d'excitation de l'état à 3 phonons . . . . .	156
4.4	Spectres en énergie d'excitation en coïncidence avec les protons . . . . .	164
4.4.1	Correction de multiplicité . . . . .	166
4.4.2	Spectre en énergie d'excitation en coïncidence avec les protons détectés à l'arrière . . . . .	167
4.5	Décroissance par alphas . . . . .	169
4.5.1	Etude de la décroissance de la résonance géante quadrupolaire par particules alpha . . . . .	169
4.5.2	Décroissance par alphas de la région des états à deux phonons . . . . .	173
4.6	Résumé, conclusions et perspectives . . . . .	175
<b>5</b>	<b>Théorie des multiphonons</b>	<b>177</b>
5.1	Modèles de particules indépendantes . . . . .	179
5.1.1	Le modèle des couches . . . . .	180
5.1.2	L'approche Hartree-Fock . . . . .	180
5.1.3	Interactions effectives de type Skyrme . . . . .	181
5.2	Description harmonique des multiphonons . . . . .	182
5.2.1	RPA - Approximation des quasi-bosons . . . . .	183
5.3	Prise en compte d'anharmonicités . . . . .	186
5.3.1	Au-delà de la RPA : méthode d'expansion en bosons . . . . .	186
5.3.2	Nouveau calcul : extension de la base aux états à 3 phonons . . . . .	189
5.3.3	Tests du code . . . . .	191
5.3.4	Résultats pour le $^{40}\text{Ca}$ . . . . .	191

5.3.5	Résultats pour le $^{208}\text{Pb}$ . . . . .	195
5.3.6	Remarques générales . . . . .	199
5.3.7	Résumé des résultats : couplages entre états multiphonons . . . . .	200
5.3.8	Extension de la base aux états à 4 phonons . . . . .	201
5.3.9	Influence de l'inclusion des états à quatre phonons dans la base de calcul sur les anharmonicités des états à deux phonons . . . . .	202
5.3.10	Premiers résultats sur les anharmonicités des états à trois phonons	203
5.4	Conclusions et Perspectives . . . . .	205
5.5	Calcul de section efficace . . . . .	206
5.5.1	Le champ externe linéaire . . . . .	206
5.5.2	Limitations du modèle harmonique et linéaire . . . . .	207
5.5.3	Inclusion de non-linéarités dans le champ externe . . . . .	208
5.5.4	Le modèle optique . . . . .	209
5.5.5	Méthode des équations (voies) couplées . . . . .	210
5.5.6	Résultats antérieurs sur les sections efficaces . . . . .	211
5.6	Effet des non-linéarités du champ exciteur : calcul de la section efficace inélastique de la réaction $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ à 50 A.MeV dans la base à deux phonons . . . . .	213
5.6.1	Résultats . . . . .	213
5.6.2	Comparaison avec les résultats expérimentaux antérieurs . . . . .	216
5.7	Conclusions et perspectives . . . . .	217
<b>6</b>	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>221</b>
	<b>Références</b>	<b>228</b>





# Introduction

La physique nucléaire s'intéresse aux systèmes de nucléons fortement corrélés. Dans l'état fondamental du noyau, du chaos des interactions entre nucléons sort un certain ordre dans lequel les nucléons s'arrangent pour occuper des orbites de particules indépendantes du potentiel moyen créé par l'ensemble des nucléons du noyau. Quand on dépose de l'énergie dans les noyaux, cette énergie peut être absorbée par un unique nucléon qui est alors porté sur un niveau excité du potentiel nucléaire, ou bien elle peut être partagée par plusieurs nucléons et provoque des mouvements collectifs quantifiés. Les résonances géantes sont des modes collectifs de vibration du noyau. Par analogie avec la physique des solides, on peut considérer une résonance géante comme le premier quantum de vibration ou phonon. En 1977, des structures espacées régulièrement en énergie compatibles avec des états multiphonons furent observées dans les spectres inclusifs mesurés par collisions d'ions lourds à 10 A.MeV, débutant ainsi une série de recherches intensives pour signer clairement ces états. L'interprétation des résonances géantes en termes de vibration a été confirmée par les premières observations d'états à deux phonons dipolaires dans de nombreux noyaux au cours des années 80 par réactions de double échange de charge ( $\pi^-$ ,  $\pi^+$ ) et ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ), puis dans les réactions d'ions lourds relativistes. Les études de diffusion inélastique d'ions lourds de moyenne énergie en coïncidence avec les particules émises ont permis de faire un bond en avant, en fournissant une signature de l'état à deux phonons quadrupolaires par la mise en évidence de sa décroissance directe spécifique, notamment dans le  $^{40}\text{Ca}$ . Ces études ont mis en évidence des comportements très différents d'un noyau à l'autre de l'harmonicité de ces vibrations. En effet certains états à deux phonons montrent un comportement anharmonique, leur énergie et leur largeur sont compatibles avec des vibrations harmoniques dans la limite de la résolution expérimentale, néanmoins leur section efficace d'excitation est plus grande que ne le prévoient les modèles théoriques harmoniques. De plus, ces modes vibratoires sont des mouvements de grande amplitude. Les vibrations harmoniques étant calculées théoriquement via des approximations de petites amplitudes, l'étude des états multiphonons constitue un terrain privilégié pour les théoriciens.

Aucun état à trois phonons collectifs n'a été observé jusqu'à maintenant. Le but de ce travail est d'étudier la région en énergie de l'état à trois phonons quadrupolaires dans le  $^{40}\text{Ca}$  par sa décroissance par particules. Dans les expériences précédentes de colli-



sions d'ions lourds aux énergies intermédiaires, les particules émises en coïncidence avec l'éjectile étaient détectés dans un dispositif expérimental couvrant un angle solide trop faible pour détecter les événements multiples. L'état à deux phonons a été clairement identifié grâce aux états intermédiaires peuplés lors de la décroissance directe d'un état à deux phonons quadrupolaires. Cette méthode est appelée "méthode de l'énergie manquante". Dans le cas d'un état à trois phonons, le nombre d'états intermédiaires alimentés par sa décroissance directe est trop élevé, noyant ainsi sa signature. Une extension de la méthode de l'énergie manquante a donc été envisagée, utilisant des événements multiples. En effet, un état à trois phonons est clairement identifié comme tel si l'on mesure sa décroissance directe par trois particules. Afin de mesurer cette décroissance, nous avons utilisé une partie du multidétecteur  $4\pi$  de particules chargées INDRA. La diffusion inélastique de  $^{40}\text{Ca}$  sur une cible de  $^{40}\text{Ca}$  à 50 A.MeV a été mesurée en coïncidence avec les particules chargées au GANIL.

Ce mémoire comporte 5 chapitres. Dans un premier chapitre introductif, les différentes expériences qui ont mis en évidence l'état à deux phonons sont présentées. Le dispositif expérimental est détaillé dans le chapitre 2. Le chapitre 3 est consacré à une étude qualitative des mécanismes de réaction autres que la diffusion inélastique. En effet les expériences précédentes ont montré la présence de plusieurs processus dynamiques participant à la voie inélastique. Grâce au multi-détecteur INDRA, des processus présents lorsque plusieurs protons sont détectés en coïncidence pourront être identifiés afin de les isoler des excitations de la cible qui nous intéressent. Après s'être affranchis de ces processus dynamiques, l'analyse et la discussion des résultats concernant l'excitation de modes collectifs sont développés dans le chapitre 4. En parallèle avec les avancées expérimentales, un calcul théorique d'anharmonicités des états à deux phonons a été étendu en incluant dans la base du calcul les états à trois phonons. Il est détaillé dans le chapitre 5. Les résultats sont analysés. Les premiers résultats d'un calcul des anharmonicités des états à trois phonons dans une base incluant les états à quatre phonons sont présentés. Enfin un calcul de section efficace des états à deux phonons, incluant des anharmonicités et des non-linéarités, est comparé aux résultats de l'expérience précédente  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ .

# Chapitre 1

## Introduction aux mouvements collectifs vibratoires

Extrait de “La Leçon”, de Ionesco :

- Le professeur : *Combien font un et un ?*
- L'élève : *un et un font deux.*
- Le professeur, émerveillé par le savoir de l'élève : *Oh, mais c'est très bien. Vous me paraissez très avancée dans vos études. Vous aurez facilement votre doctorat total, Mademoiselle."*

### 1.1 Introduction

En 1937, Bothe et Gentner remarquent que la section efficace de la réaction  $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)$  est anormalement élevée [1]. Il s'agit de la première indication expérimentale des Résonances Géantes (RG). Avec le développement d'un nouveau type d'accélérateur, le béta-tron, dans lequel les électrons sont accélérés à des énergies supérieures à l'énergie des RG, de nouvelles mesures sont possibles. En 1947 Baldwin et Klaiber [2], lors d'une réaction de photoabsorption, observent qu'à haute énergie d'excitation, entre 15 et 20 MeV, le noyau possède une grande probabilité d'absorber les photons incidents. Cette propriété du noyau est interprétée par Goldhaber et Teller en 1948 en termes de vibration collective nucléaire, la Résonance Géante Dipolaire électrique (RGD) [3]. A partir de cette époque, de nombreuses expériences sont dédiées à l'observation de ces modes vibratoires. Les modèles théoriques tentent de comprendre et reproduire les observations expérimentales. D'autres types de Résonances Géantes sont découverts. Les Résonances Géantes sont observées dans de nombreux noyaux stables dans toutes les régions de la table de masse. Elles sont caractérisées par une énergie d'excitation supérieure au seuil d'émission de particules, entre 10 et 20 MeV, par une grande largeur, typiquement de 2.5 à 6 MeV, et

une grande collectivité (beaucoup de nucléons sont impliqués dans la vibration).

Les RG sont également appelées premier “phonon”. En physique des solides, un phonon est un quantum d’énergie associé à un mode propre de vibration du réseau cristallin. C’est une pseudo-particule d’interaction qui résulte de la vibration collective des particules constituant le cristal. Une RG est considérée, dans le cadre de vibrations harmoniques, comme la première harmonique. Le deuxième phonon (deuxième harmonique) est alors attendu à une énergie double de celle du premier phonon, il est superposé au premier phonon de façon indépendante. Plus généralement les multiphonons résultent de l’excitation simultanée de plusieurs phonons. Dans ce chapitre nous nous intéresserons plus particulièrement aux états multiphonons, dont les propriétés macroscopiques et microscopiques découlent de celles des Résonances Géantes (RG). Avant d’étudier plus précisément les états multiphonons, il est nécessaire d’aborder brièvement quelques caractéristiques des RG. Nous introduirons dans un premier temps quelques propriétés fondamentales des RG et des multiphonons. De nombreux articles de revue sont consacrés aux RG, ([4, 5, 6, 7, 8]) nous nous limiterons ici aux notions nécessaires pour aborder les multiphonons. Ensuite nous établirons un bilan des méthodes expérimentales qui se sont avérées efficaces pour exciter les multiphonons et les étudier. Enfin nous étudierons l’intérêt que représente la mesure d’un état à trois phonons, objet de cette thèse, dans la compréhension des vibrations collectives du noyau.

### 1.1.1 Interprétation macroscopique des résonances géantes

Le modèle de la goutte liquide a permis de comprendre pour la première fois l’évolution des masses en fonction de  $N$  et  $Z$  (formule de Bethe-Weizsäcker). Les RG sont des excitations nucléaires hautement collectives qui impliquent une grande partie des nucléons du noyau. Dans ce contexte, il est naturel de penser à ces modes en termes d’oscillations d’une goutte liquide. Macroscopiquement, les modes collectifs de vibration sont interprétés grâce à des modèles hydrodynamiques dans lesquels quatre fluides vibrent les uns par rapport aux autres, protons/neutrons (degré de liberté d’isospin), spins haut/spins bas. La première RG observée, la Résonance Géante Dipolaire (RGD), fut interprétée comme une oscillation collective des protons en opposition de phase avec les neutrons, séparant ainsi le centre de masse du noyau de son centre de charge et créant un moment dipolaire. Plusieurs modèles furent proposés. Celui de Goldhaber et Teller en 1948 [3] considère qu’il s’agit de l’oscillation d’une sphère indéformable de protons contre une sphère indéformable de neutrons. Ainsi c’est le noyau entier qui se déforme et la réponse du noyau est proportionnelle à une énergie de surface. L’énergie d’excitation de la RGD varie alors comme  $A^{-1/6}$ . Steinwedel et Jensen en 1950 [9] proposèrent un modèle dans lequel la densité totale du noyau est incompressible et les densités de protons et de neutrons varient. Dans ce cas la réponse du noyau est proportionnelle au coefficient d’énergie de volume de la formule de Bethe-Weizsäcker [10] [11]. L’énergie de la vibration varie

alors selon  $A^{-1/3}$ . Expérimentalement, l'énergie d'excitation de la RGD suit un comportement qui est une combinaison linéaire de ces deux prédictions, ce qui montre que cette vibration est à la fois volumique et surfacique.

Dans ces modèles hydrodynamiques, on prévoit que d'autres types de résonances devraient exister, puisque la surface de la goutte liquide peut se déformer selon différentes multipolarités. Plusieurs dizaines d'années s'écoulent depuis 1947 avant qu'un autre type de Résonance Géante que la RGD soit observé expérimentalement. La raison de cette longue attente est que dans les réactions photonucléaires, les hautes multipolarités sont fortement défavorisées et les grandes longueurs d'onde (basses énergie) sont privilégiées. Les grandes valeurs de moment transféré requises pour observer les hautes multipolarités ne peuvent être fournies que par diffusion d'électrons ou de hadrons. De plus les transitions monopolaires ( $\Delta L = 0$ ) sont interdites dans les réactions de photoabsorption. D'où l'importance de diversifier les sondes pour observer les RG et les multiphonons.

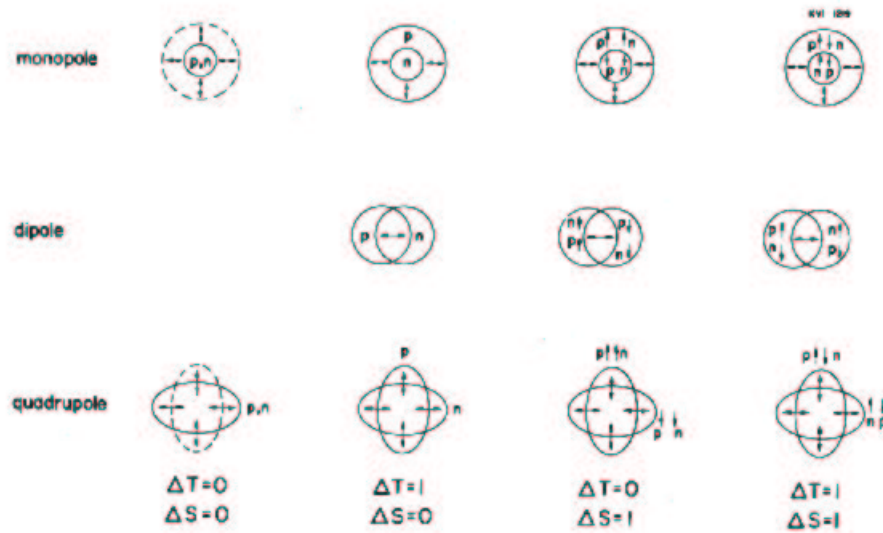


FIG. 1.1: Schéma représentant les différents types de Résonances Géantes dans le cadre d'un noyau représenté par une goutte liquide [8].

On classe les différentes RG en fonction de leur multipolarité  $\Delta L$ , de leur isospin  $\Delta T$  et de leur spin  $\Delta S$  (cf. fig. 1.1). On appelle électriques les modes caractérisés par  $\Delta S = 0$  et magnétiques les modes caractérisés par  $\Delta S = 1$ . On appelle isoscalaires les modes dont l'isospin de la transition est nul  $\Delta T = 0$  et isovectoriels si  $\Delta T = 1$ .

Les vibrations électriques isoscalaires sont des vibrations où les protons et les neutrons vibrent en phase, quelque soit l'orientation de leur spin. Elles peuvent être de différentes multipolarités,  $\Delta L = 0, 2, \dots$  La vibration électrique isoscalaire  $\Delta L = 1$ , appelée résonance géante dipolaire isoscalaire, correspond à un mouvement du noyau dans son ensemble, ce n'est donc pas une excitation nucléaire intrinsèque. Les modes électriques isovectoriels correspondent à une vibration en opposition de phase des protons et des

neutrons.

Les modes magnétiques,  $\Delta S = 1$ , et isoscalaires sont des vibrations où les nucléons de spin haut ( $\uparrow$ ) vibrent en opposition de phase avec les nucléons de spin bas ( $\downarrow$ ). Les modes magnétiques isovectoriels sont des vibrations où les protons de spin haut (respectivement bas) vibrent en opposition de phase avec les neutrons de spin bas (respectivement haut).

### 1.1.2 Interprétation microscopique des résonances géantes

La description des modes collectifs en terme de déformation d'une goutte liquide devient insuffisante si l'on désire comprendre comment s'organisent les nucléons dans ce type de mouvements. De plus les modèles hydrodynamiques n'expliquent pas certaines caractéristiques essentielles des RG (largeur...). Une approche plus sophistiquée est donnée par les modèles microscopiques. Dans ces modèles, les RG sont décrites comme une superposition cohérente d'excitations particule-trou (1p-1t). Tous les niveaux sont occupés jusqu'au niveau de Fermi. On appelle trous les états non occupés au-dessous du niveau de Fermi du noyau et particules les états occupés au-dessus du niveau de Fermi. Les propriétés des RG peuvent être comprises qualitativement dans le cadre d'un modèle en couches schématique, illustré sur la figure 5.1. Dans ce contexte de particules indépendantes, l'énergie associée à une vibration est un multiple de la différence d'énergie entre deux couches majeures  $\hbar\omega = 41A^{-1/3}$  MeV. La parité des couches successives  $N, N+1, N+2 \dots$  est alternée et  $\Delta N$  doit être inférieur à  $L$ . En raison de la conservation de la parité, les transitions de  $L$  impairs imposent des  $\Delta N$  impairs,  $\Delta N = 1, 3, \dots$  et réciproquement. L'interaction résiduelle de type 1p-1t est attractive pour les modes isoscalaires et répulsive pour les modes isovectoriels. De ce fait l'énergie des états collectifs correspondants sera diminuée dans le premier cas et augmentée dans le second. La RGD isovectorielle résulte d'excitations particule-trou correspondant à une transition  $1\hbar\omega$ . Cependant l'interaction résiduelle particule-trou répulsive augmente son énergie jusqu'à  $2\hbar\omega$ . Les observations expérimentales dans les noyaux de masse intermédiaire et dans les noyaux lourds confirment ce résultat ( $E_{RGD} = 80A^{-1/3}$  MeV). De la même façon, la Résonance Géante Quadrupolaire se sépare en une composante isoscalaire d'énergie  $E \sim 65A^{-1/3}$  MeV et une composante isovectorielle  $E \sim 130A^{-1/3}$  MeV.

### 1.1.3 Résonances géantes électriques "froides" observées jusqu'à aujourd'hui

Les RG sont les éléments constitutifs des multiphonons. Il est donc nécessaire de connaître quelles Résonances Géantes ont pu être observées jusqu'à aujourd'hui pour envisager d'observer les multiphonons correspondants.

Les résonances quadrupolaires sont une oscillation du noyau entre une forme de ballon de rugby et une forme d'assiette plate. La Résonance Géante Quadrupolaire isoscalaire (RGQ) a été identifiée en 1972 par Fukuda et Torizuka [12] par diffusion inélastique d'électrons et par Lewis et Bertrand [13] par diffusion inélastique de protons. Depuis,

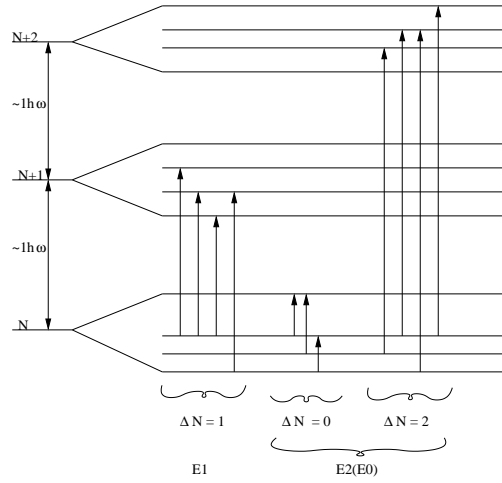


FIG. 1.2: Niveaux d'énergie résultant du modèle en couches.  $N$  désigne les couches principales,  $N=n+1$  [8].

cette résonance géante a été observée dans tous les noyaux de masse comprise entre 16 et 238.

Le mode de multipolarité  $\Delta L=0$  est appelé Résonance Géante Monopolaire (RGM). La RGM isoscalaire est une vibration qui fait varier le volume total du noyau. Elle est également appelée mode de respiration du noyau car elle correspond à une contraction-dilatation du noyau (oscillation radiale). Elle a été observée pour la première fois en 1976/1977 par Marty et al. [14], Harakeh et al. [15] [16] et Buenerd et al. [17]. Son énergie d'excitation est directement reliée à l'incompressibilité du noyau [18], de laquelle on peut estimer l'incompressibilité de la matière nucléaire. Des expériences très récentes de diffusion inélastique d'alphas effectuées par Youngblood et al. à l'Université du Texas ont permis d'améliorer la mesure du module d'incompressibilité à travers l'observation de ce mode vibratoire dans plusieurs noyaux avec une grande précision [19]. La valeur de  $K_\infty$  déduite de ces mesures est  $(231 \pm 5)$  MeV.

La RGD dont nous avons déjà parlé correspond à un mode de multipolarité  $L=1$ . Elle est à la fois un mode de surface et de volume, comme nous l'avons vu précédemment.

Ces trois résonances géantes sont les plus connues, elles ont été observées dans de nombreux noyaux. Les autres RG n'ont pas été mises en évidence aussi clairement.

La résonance quadrupolaire isovectorielle fut découverte en 1971 par Pitthan et Wal-

cher lors d'une expérience de diffusion inélastique d'électrons [20]. La RGM isovectorielle correspond à une vibration radiale des protons et des neutrons en opposition de phase. Elle fut découverte en 1983 par Bowman et al. par réaction d'échange de charge ( $\pi^+, \pi_0$ ) au Los Alamos Meson Physics Facility (LAMPF) [21]. D'autres RG ont été étudiées depuis la fin des années 70. La composante  $1\hbar\omega$  de la RG octupolaire isoscalaire, dont le centroïde est à environ  $41A^{-1/3}$  MeV, a été découverte par Moss et al. en 78 [22]. Des indices existent pour la composante  $2\hbar\omega$  de la RG hexadécapolaire ( $L = 4^+$ ) dans la région en énergie d'excitation de la RGQ isoscalaire et de la RGM isoscalaire, mais elle est difficile à séparer des autres excitations et du fond physique.

Il existe sûrement des RG dans la région  $3\hbar\omega$  en énergie d'excitation. Il est très difficile de les identifier car leur collectivité décroît. Cela signifie que le nombre de nucléons impliqués dans la vibration est plus faible, la force totale associée à une transition d'une certaine multipolarité se répartit sur plusieurs états au lieu de se concentrer sur une seule excitation, on dit que la force se fragmente. De plus, la largeur des modes de plus haute multipolarité augmente, si bien que les modes se superposent partiellement en énergie d'excitation [23]. L'existence de la composante  $3\hbar\omega$  de la RG octupolaire ( $3^-$ ) a été signalée [24] mais ses caractéristiques précises sont difficiles à déterminer. Très récemment, la composante  $3\hbar\omega$  de la RGD isoscalaire, mode de compression du noyau [25] comme la RGM isoscalaire mais anisotrope, a été vue dans plusieurs noyaux [26] [27]. Son énergie d'excitation suit un comportement en  $100-120A^{-1/3}$  MeV, et sa largeur s'étend sur 10 MeV.

Le recensement de tous les modes collectifs du noyau constitue autant de contraintes supplémentaires aux modèles microscopiques. Cette richesse de modes collectifs met en exergue la complexité de la structure des noyaux.

#### 1.1.4 Décroissance des résonances géantes

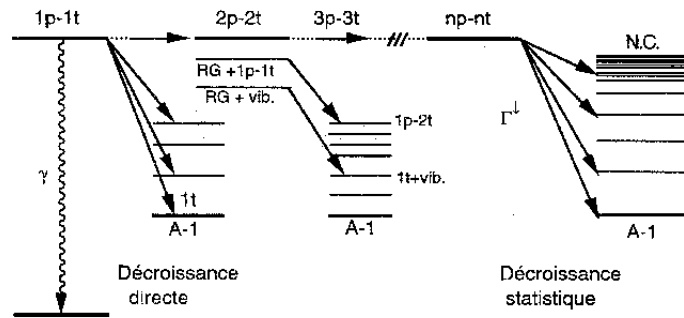


FIG. 1.3: Illustration des différents modes de décroissance [10].

La connaissance des différents modes de décroissance des RG permet d'expliquer leur largeur. La compréhension des différents mécanismes contribuant à la largeur des RG a motivé de nombreuses études dans le cadre des modèles microscopiques. La largeur to-

tale des RG, dans les noyaux sphériques, se décompose en trois contributions ; la largeur d'échappement  $\Gamma^\uparrow$ , l'amortissement de Landau  $\Delta\Gamma$  et la largeur d'étalement  $\Gamma^\downarrow$ . Ces différentes contributions sont illustrées sur la figure 1.3. La largeur d'échappement est le résultat du couplage de l'état 1p-1t au continuum. C'est la décroissance directe d'une particule vers les états de trou. Elle fournit une signature expérimentale de la structure microscopique de la RG, en particulier pour les noyaux légers qui possèdent une branche de décroissance directe importante [28].

L'amortissement de Landau est le résultat de la fragmentation de la force collective, due aux effets de couches. Dans ce cas la force est répartie sur plusieurs états, au lieu d'être concentrée sur un état principalement. Ceci résulte du couplage des états 1p-1t corrélés avec des états 1p-1t non corrélés qui sont dans la même région en énergie. Cet effet est absent dans un modèle d'oscillateur harmonique sans interaction spin orbite, car c'est grâce au déplacement des états, dû au spin-orbite, que certains états "intrus" changent de couche principale. Par exemple, dans un modèle d'oscillateur harmonique sans spin-orbite, la composante  $1\hbar\omega$  de la RGD, repoussée à  $2\hbar\omega$  à cause de l'interaction résiduelle particule-trou, ne peut se coupler à aucune excitation 1p-1t dans cette région car il n'y en a aucune de même parité. En réalité la situation est totalement différente, car en incluant l'interaction spin-orbite, des états de parités différentes peuvent se trouver très proches en énergie (états intrus). On trouve l'amortissement de Landau principalement dans les noyaux légers [8].

La largeur d'étalement résulte du couplage de l'état 1p-1t collectif ("doorway") avec des états 2p-2t, 3p-3t... jusqu'à np-nt, aboutissant à l'équilibre thermique du noyau. Le noyau alors appelé noyau chaud se désexcite par émission statistique de particules. Plus précisément, on peut décomposer la largeur d'étalement en un terme  $\Gamma^{\downarrow\downarrow}$  correspondant à la décroissance du système thermalisé, et en une contribution  $\Gamma^{\downarrow\uparrow}$  appelée largeur de prééquilibre. Cette dernière désigne la décroissance des états intermédiaires 2p-2t par exemple, qui peuvent également décroître par émission de particules. Il se trouve que le terme  $\Gamma^{\downarrow\downarrow}$  contribue de façon très majoritaire à la largeur de la RG. De plus c'est le couplage des états 1p-1t aux états 2p-2t qui domine, les phases suivantes menant à la thermalisation donnant lieu à des contributions beaucoup plus petites à la largeur. La décroissance du noyau composé  $\Gamma^{\downarrow\downarrow}$  peut être évaluée dans le cadre de la théorie de Hauser-Feshbach [29] (voir chapitre 4). Le code CASCADE [30] permet de réaliser ces calculs. Pour estimer la proportion de décroissance statistique, les mesures sont comparées aux prédictions fournies par CASCADE. On en déduit ensuite la proportion de décroissance directe. Dans les noyaux lourds tels que le  $^{208}\text{Pb}$ , la décroissance statistique domine totalement (environ 100 %) la décroissance de la RG.



### 1.1.5 Introduction aux modèles microscopiques

Nous avons vu que les RG peuvent être modélisées par une superposition cohérente d'excitations 1p-1t. Mais tous les modèles microscopiques ne permettent pas de les calculer. Nous introduisons ici les modèles Hartree-Fock et RPA qui sont les modèles les plus utilisés pour évaluer les propriétés des phonons harmoniques. Le modèle Hartree-Fock est un modèle de champ moyen qui sert à calculer l'état fondamental non corrélé des noyaux. Ce modèle consiste à exprimer le Hamiltonien en fonction de la densité du noyau  $\rho$  (fonctionnelle de la densité), à l'aide d'une force effective (Skyrme, Gogny). On construit le champ moyen grâce au principe variationnel (on maximise l'entropie). On relie la densité  $\rho$  aux fonctions d'onde des nucléons. On doit alors résoudre une équation self-consistante. La densité de départ est donnée par un jeu de fonctions d'onde d'essai, qui sont souvent issues du modèle en couches. Le Hamiltonien est calculé avec cette densité, et en le diagonalisant on obtient de nouvelles fonctions propres dont on se sert pour calculer un nouvel hamiltonien et ainsi de suite jusqu'à ce que l'on obtienne la convergence de l'énergie fondamentale du noyau.

L'approximation des phases aléatoires (RPA), permet de calculer un nouvel état fondamental du noyau en y incluant des excitations particule-trou, à partir des résultats des calculs Hartree-Fock. Les nombres quantiques ( $J^\pi, \Delta S, \Delta T$ ) des transitions particule-trou correspondent à ceux de la RG que l'on souhaite décrire. Sur ce nouvel état fondamental corrélé, on déduit les états collectifs en y appliquant l'opérateur correspondant à la transition souhaitée. Par exemple, pour construire un état collectif isoscalaire électrique de multipolarité  $\lambda \geq 2$ , on applique l'opérateur isoscalaire électrique multipolaire sur l'état fondamental corrélé :

$$|RG\rangle = O_{\lambda,\sigma,\tau}^\dagger |\psi_{fond.corr.}\rangle \quad (1.1)$$

$$O_{\lambda,0,0}^\dagger = \sum_{i=1}^A r_i^\lambda Y_{\lambda\mu}(\Omega_i), \lambda \geq 2 \quad (1.2)$$

Dans le cadre harmonique et linéaire, on calcule la section efficace à partir de la réponse linéaire à un champ externe exciteur, en ne supposant aucune corrélations entre probabilités d'excitation des différents phonons. Des descriptions de multiphonons anharmoniques excités par des champs externes non linéaires existent également, nous les aborderons plus en détail au chapitre 4. Dans certains cas, les modèles microscopiques reproduisent mal la position en énergie d'excitation des RG, par exemple la RGQ dans le  $^{40}\text{Ca}$  est expérimentalement scindée en deux pics, la RPA n'en prédit qu'un seul. Pour reproduire les observations expérimentales dans ce cas, il faut introduire des excitations 2p-2t ou des couplages à des excitations 1p-1t non collectives et donc aller au-delà d'une théorie à un corps dans lequel seules les excitations 1p-1t sont prises en compte [31]. De plus, la description théorique du couplage entre l'état 1p-1t et les états 2p-2t est la clé de la compréhension de la largeur d'étalement  $\Gamma^{\downarrow\downarrow}$  des RG.

### 1.1.6 Collectivité des résonances géantes, règles de somme

Une des caractéristiques intrinsèques essentielles des résonances géantes est leur collectivité. La collectivité d'un état est évaluée grâce à des quantités appelées Règles de Somme que nous allons introduire ici [32, 33].

Lorsque nous considérons des excitations ou des perturbations du système induites par un opérateur  $Q_L$ , avec  $L$  multipolarité de la transition, nous avons besoin des éléments de matrices pour la transition induite  $\langle 0|Q_L|GR\rangle$ . Pour être plus général, nous ne considérons pas qu'un seul état collectif  $|GR\rangle$  mais plusieurs notés  $|\nu\rangle$ , qui sont supposés former une base complète avec l'état fondamental. Nous pouvons alors introduire les règles de somme :

$$m_n = \int_0^\infty dE S_{Q_L}(E) (E)^n = \sum_\nu (E_\nu - E_0)^n |\langle 0|Q_L|\nu\rangle|^2 \quad (1.3)$$

qui sont les moments d'ordre  $n$  de la distribution de probabilité de transition.  $S_{Q_L}(E)$  est appelée "strength function" ou distribution de force :

$$S_{Q_L}(E) = \sum_\nu \delta(E - (E_\nu - E_0)) |\langle 0|Q_L|\nu\rangle|^2 \quad (1.4)$$

C'est une quantité très importante pour caractériser le spectre en énergie d'excitation du noyau, elle est reliée à la partie imaginaire de la fonction de réponse du noyau grâce au théorème optique. Parmi tous ces moments,  $m_1$  est particulier. Il est appelé règle de somme pondérée en énergie (Energy Weighted Sum Rule).

$$m_1 = \sum_\nu (E_\nu - E_0) |\langle 0|Q_L|\nu\rangle|^2 \quad (1.5)$$

la somme portant sur tous les états excités  $|\nu\rangle$  pour une force de multipolarité donnée. Elle est aussi égale à  $\frac{1}{2} \langle 0|[Q_L, [H, Q_L]]|0\rangle$ , avec  $H$  Hamiltonien du système, et est aisément calculable.

En évaluant la règle de somme partielle pondérée en énergie

$$(E_\nu - E_0) |\langle 0|Q_L|\nu\rangle|^2 \quad (1.6)$$

et en la comparant à la règle de somme pondérée en énergie totale, on obtient une information sur l'intensité de la collectivité de l'état  $|\nu\rangle$ .

### Résultats expérimentaux

Expérimentalement, on ne dispose de conclusions générales que sur la collectivité des RG les plus connues et les plus étudiées. La RGQ concentre 100 % de la règle de somme pondérée en énergie dans les noyaux lourds, contre entre 60 et 100 % dans les noyaux plus légers. Concernant la RGM, dans les noyaux de masse  $A \geq 90$ , on mesure 100 % de la règle de somme. Il s'agit d'une Gaussienne avec une aile de haute énergie dans

certaines noyaux, dont le centroïde se comporte comme  $80A^{-1/3}MeV$ . Dans les noyaux appartenant à la couche sd, la distribution de force est fragmentée. Selon le modèle utilisé pour l'analyse des données, 50 à 100 % de la règle de somme appropriée est localisée. Dans les noyaux plus légers encore, la distribution de force  $\Delta L = 0$  ne représente qu'une petite fraction de la force totale. La distribution de force de la RGD dans les noyaux légers est fragmentée en plusieurs composantes alors que dans les noyaux lourds sphériques, elle est bien reproduite par une Lorentzienne. La règle de somme pondérée en énergie de la RGD peut être exprimée en termes de la règle de somme de Thomas-Reiche-Kuhn :

$$\sum_n (E_n - E_0) B(E1, 0 \rightarrow n) = 14.8 \frac{NZ}{A} (1 + \kappa) e^2 f m^2 MeV \quad (1.7)$$

où  $\kappa$  est due aux corrections d'échange de charge à la règle de somme et vaut 0.2 pour la force électrique dipolaire isovectorielle intégrée jusqu' à une énergie d'excitation de 30 MeV.

## 1.2 Propriétés des multiphonons

En 1955, Brink et Axel proposent que l'on peut construire tout état sur tout autre état nucléaire et que ses propriétés ne dépendent que très peu des états sur lesquels il est construit. A partir de ce principe, il devient possible de construire une RG sur des états excités. Cette RG a les mêmes caractéristiques qu'une RG bâtie sur l'état fondamental du noyau, seule son énergie d'excitation est décalée de l'énergie des états sur lesquels elle est bâtie. C'est le principe de Brink-Axel [34, 35]. En 1964, lors d'une expérience de capture de proton ( $p, \gamma$ ) sur le  $^{11}\text{B}$ , une RGD construite sur le premier état  $2^+$  du noyau fut observée [36]. Depuis, beaucoup d'expériences ont montré que la RGD peut encore exister sous des conditions extrêmes en énergie d'excitation et en moment angulaire. Ce sont les RG dans les noyaux chauds. Expérimentalement, un excès de photons est observé sur le spectre de décroissance statistique par photons d'un noyau chaud. Ce spectre est une exponentielle décroissante en fonction de l'énergie des photons émis. L'énergie des photons en excès correspond à l'énergie de photons provenant de la désexcitation d'une RGD. Ce phénomène a été observé pour la première fois en 1974 [37].

Ce principe implique également la possibilité d'observer des états multiphonons, qui sont des RG construites sur d'autres RG. Ainsi on peut penser que les états multiphonons sont, comme les RG, une caractéristique intrinsèque des noyaux, et qui évoluent avec les mêmes lois que celles suivies par les RG.

### 1.2.1 Énergie, amplitude de vibration, probabilité d'excitation et largeur des états multiphonons

Si le noyau est un oscillateur harmonique, l'énergie du  $n^{\text{ième}}$  phonon est  $n$  fois l'énergie du premier phonon, et son amplitude de vibration  $x_M$  est  $\sqrt{n}$  fois celle du premier

phonon [38, 8]. En effet, cette dernière est reliée au nombre de phonons excités  $n$  par la relation :

$$\sqrt{n} = \sqrt{\frac{m\omega_0}{2\hbar}} x_M \quad (1.8)$$

La probabilité d'exciter un état à  $n$  phonons est reliée à la probabilité d'exciter un état à un phonon,  $\Phi$ , par une loi de Poisson telle que :

$$P_n = \frac{\Phi^n}{n!} e^{-\Phi} \quad (1.9)$$

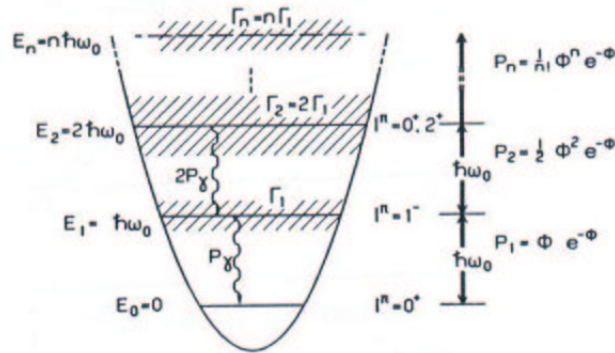


FIG. 1.4: Oscillateur Harmonique [39].

Expérimentalement, la recherche d'états multiphonons est difficile. En premier lieu, l'excitation en une seule étape d'un état à deux phonons depuis l'état fondamental du noyau n'est possible que par les composantes anharmoniques de la fonction d'onde, qui sont très faibles d'après les calculs théoriques jusqu'ici. Ces états sont donc principalement excités par un processus séquentiel. Mais, dans la majorité des cas, la probabilité  $P$  d'exciter un phonon, pour une trajectoire du noyau incident donnée, est faible, de l'ordre de 5-10 %, si bien que la probabilité d'exciter deux phonons, proportionnelle à  $P^2$ , est très faible. De plus, ils sont situés dans une région en énergie d'excitation autour de 20-30 MeV, le double de l'énergie du premier phonon, où la probabilité d'exciter un continuum peut être grande. C'est également la région en énergie d'excitation où les composantes  $2\hbar\omega$  isovectorielles et  $3\hbar\omega$  isoscalaires peuvent être excitées avec des sections efficaces comparables.

Le temps de vie d'un état est relié à la réponse du noyau à l'excitation. Un état d'énergie d'excitation  $\hbar\omega$  qui décroît exponentiellement avec un temps de vie  $\tau = 1/\Gamma$  est associé par transformée de Fourier à une fonction de réponse de forme Lorentzienne :

$$S(E) = \frac{S_0}{(E - \omega)^2 + \Gamma^2/4} \quad (1.10)$$

où  $S_0$  est une normalisation. Si l'on considère deux phonons identiques, la réponse de l'état à deux phonons est un produit de convolution de celle des 2 phonons superposés.

Dans ce cas, l'état à deux phonons a également une forme de Lorentzienne de largeur double de celle d'un phonon unique. Or dans ce cas, le principe d'Heisenberg s'applique  $\Gamma = 1/\tau$ . La durée de vie d'un état à deux phonons est donc la moitié de celle d'un état à un phonon. Concernant la largeur d'un état à deux phonons, la situation est complètement différente si la fonction de réponse est une distribution normale (par exemple une gaussienne). En effet dans ce cas la variance de la distribution est proportionnelle au carré de sa largeur. Or les variances de processus statistiquement indépendants s'ajoutent quadratiquement. Ainsi la largeur d'un état à deux phonons ne peut alors qu'être  $\sqrt{2}\Gamma$  [40].

Ce résultat n'est pas en contradiction avec les propriétés des temps de vie des multiphonons car si les distributions sont des distributions normales, le temps de vie n'est plus relié à la largeur par le principe d'incertitude que par l'inégalité  $\Gamma > 1/\tau$  [41].

En réalité, la réponse expérimentale à l'excitation d'un mode collectif n'est jamais une véritable Lorentzienne ni une véritable Gaussienne. Dans le cas général, les largeurs des phonons s'ajoutent quadratiquement, comme les variances de processus statistiques indépendants [41] [42].

### 1.2.2 Décroissance des multiphonons

Dans un modèle d'oscillateur harmonique, les multiphonons sont supposés être constitués de RG superposées indépendantes les unes des autres. Le schéma 1.5 représente la décroissance directe par particule d'une RG et d'un état de haute énergie d'excitation. La RG décroît vers les états de trou du noyau A-1. Si l'état à haute énergie d'excitation est un état à un phonon, il décroît également par émission d'une seule particule de haute énergie. Mais si c'est un état à deux phonons, en supposant un couplage faible entre phonons ou avec d'autres états de haute énergie, chacun des deux phonons se désexcite par décroissance directe de mêmes caractéristiques que celles de la RG. Deux particules seront émises. La première particule peuple la RG, et la seconde est issue de la désexcitation de cette RG vers les états de trous du noyau A-1. Il est donc possible de distinguer clairement les états multiphonons des RG de haute énergie par leur décroissance directe.

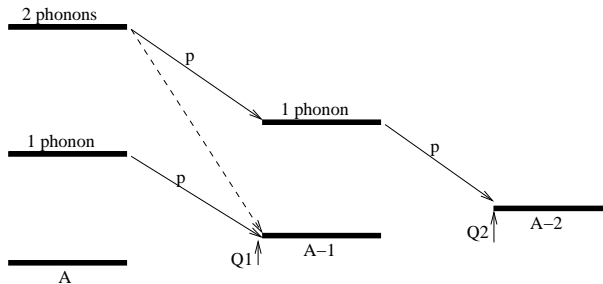


FIG. 1.5: Décroissance des multiphonons dans un modèle harmonique [10].

### 1.2.3 Règle de somme pour les multiphonons

A l'approximation harmonique fournie par la RPA, on définit la force ("strength") relative à des excitations multiples

$$S(E, n) = \sum_{\nu_1, \nu_2, \dots, \nu_n} | \langle 0 | F | \nu_1 \rangle |^2 \dots | \langle 0 | F | \nu_n \rangle |^2 \delta(E - (E_{\nu_1} + E_{\nu_2} + \dots + E_{\nu_n})). \quad (1.11)$$

Cette force s'écrit également comme un produit de convolution des forces de chaque état :

$$S(E, n) = \frac{1}{n!} \int dE_1 \dots \int dE_n S(E_1) \dots S(E_n) \delta(E - (E_1 + \dots + E_n)) \quad (1.12)$$

Cette expression est également valide dans le cas d'un spectre continu.

## 1.3 Méthodes expérimentales pour observer les états multiphonons

Pour observer expérimentalement des modes multiphonons, il faut réussir à les isoler du fond physique important existant à haute énergie d'excitation. C'est pourquoi différentes sondes adaptées aux caractéristiques des différents modes de vibration ont été utilisées. Nous nous limiterons ici aux sondes qui se sont avérées performantes pour étudier des états multiphonons.

L'interaction coulombienne excite à la fois les états isoscalaire et isovectoriel. Elle sera d'autant plus grande que les noyaux impliqués sont lourds puisqu'elle est proportionnelle à  $Z_P * Z_T$ . Les faisceaux d'ions lourds aux énergies relativistes sont des outils privilégiés pour exciter la RGD. Dans ces réactions, c'est l'interaction électromagnétique qui domine sur l'interaction nucléaire. Les bosons vecteurs de l'interaction électromagnétique sont les photons virtuels. La probabilité d'exciter la RGD par photons virtuels est optimale à des énergies incidentes  $\geq 100$  A.MeV. Comme la probabilité pour exciter un phonon est grande, c'est une méthode prometteuse pour étudier les excitations des multiphonons.

Les réactions d'échange de charge utilisant les pions excitent sélectivement les modes isovectoriels électriques. Les premiers états multiphonons ont été observés par réaction de double échange de charge utilisant les réactions  $(\pi^+, \pi^-)$  et  $(\pi^-, \pi^+)$  [43, 44, 45, 46].

L'interaction nucléaire favorise fortement les modes isoscalaires. La possibilité d'exciter les multiphonons dépend fortement de la probabilité d'exciter un phonon dans une réaction. Des calculs indiquent que lors de la diffusion inélastique d'ions lourds d'énergie intermédiaire (10-100 A.MeV) la probabilité d'exciter une RGQ peut être grande, de l'ordre de 0.1 [23, 42, 10] pour un paramètre d'impact donné autour de l'effleurement. Une telle probabilité donne lieu à une grande section efficace pour les excitations de la RGQ. La diffusion inélastique d'ions lourds d'énergie intermédiaire constitue une sonde privilégiée pour observer les multiphonons bâtis avec la RGQ, d'autant plus qu'aucune autre sonde ne permet d'observer ce type de modes jusqu'à ce jour.

Nous allons détailler ces trois méthodes dans les paragraphes qui suivent et faire le point sur les résultats expérimentaux obtenus.

### 1.3.1 Réactions d'échange de charges

La première observation d'un état à deux phonons dipolaires résulte d'une expérience de double échange de charge ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ) sur une cible de  $^{nat}\text{S}$  menée au Los Alamos Meson Physics Facility en 1988 [43], avec des pions de 295 MeV. Les trois états de charge du pion permettent d'étudier les réactions de simple échange de charge ( $\pi^+$ ,  $\pi^0$ ) ou la réaction inverse ( $\pi^-$ ,  $\pi^0$ ) et les réactions de double échange de charge ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ) ou ( $\pi^-, \pi^+$ ). Dans une réaction de simple échange de charge, les pions chargés sont convertis en pions neutres et les neutrons en protons (et vice-versa). Dans une réaction de double échange de charge, un pion incident positif est converti en pion négatif et deux neutrons sont convertis en deux protons. Dans ces réactions d'échange de charge, c'est la troisième composante de l'isospin qui change d'une ou deux unités,  $\Delta T_z = \pm 1, \pm 2$ . De cette façon, les transitions isovectorielles  $\Delta T=1$  et isotensorielles  $\Delta T=2$  sont sélectionnées respectivement. Les états de plus bas isospin  $T=T_z$  sont favorisés par les coefficients de Clebsch-Gordan.

De plus le pion est une particule sans spin, d'isospin  $T=1$ , ainsi il n'induit pas de transition magnétique. Dans une réaction de simple échange de charge, en plus de la RGD, l'état isobarique analogue (IAS) de l'état fondamental du noyau initial est également excité préférentiellement. C'est un état résonant dans lequel un neutron (ou un proton) est transformé sur couche en un proton (ou un neutron). Il possède les mêmes nombres quantiques de spin et d'isospin que l'état fondamental du noyau initial, seule la troisième composante d'isospin  $T_z$  change. Il n'existe pas dans les réactions ( $\pi^-, \pi^0$ ), ni dans les réactions ( $\pi^-, \pi^0$ ) et ( $\pi^+, \pi^0$ ) pour les noyaux auto-conjugués ( $T = T_z = 0$ ), cf. figure (1.6).

Compte-tenu de la structure microscopique du type 2p-2t des états à deux phonons, les réactions de double échange de charge, processus à deux étapes, sont une sonde privilégiée pour les étudier.

De nombreuses expériences sur des cibles allant du  $^{12}\text{C}$  à l' $^{197}\text{Au}$  ont mis en évidence la  $(\text{RGD})^2$  dans ces noyaux, ainsi que le DIAS, et la RGD construite sur l'IAS [46, 47, 48]. On identifie ces états grâce à leur énergie d'excitation et leur distribution angulaire.

Les énergies fournies par les valeurs de  $Q$  peuvent être interprétées ainsi : l'énergie de l'état d'échange de charge  $T_z-1$  RGD peut être reliée à l'énergie de la RGD dans le noyau parent en y ajoutant l'énergie de l'IAS :

$$E_{RGD}^{SCX} = E_{RGD} + E_{IAS} \quad (1.13)$$

de même l'énergie de l'état  $\text{RGD} \otimes \text{RGD}$  est :

$$E_{(\text{RGD})^2} = E_{\text{RGD} \otimes \text{RGD}} = 2(E_{RGD} + E_{IAS}). \quad (1.14)$$

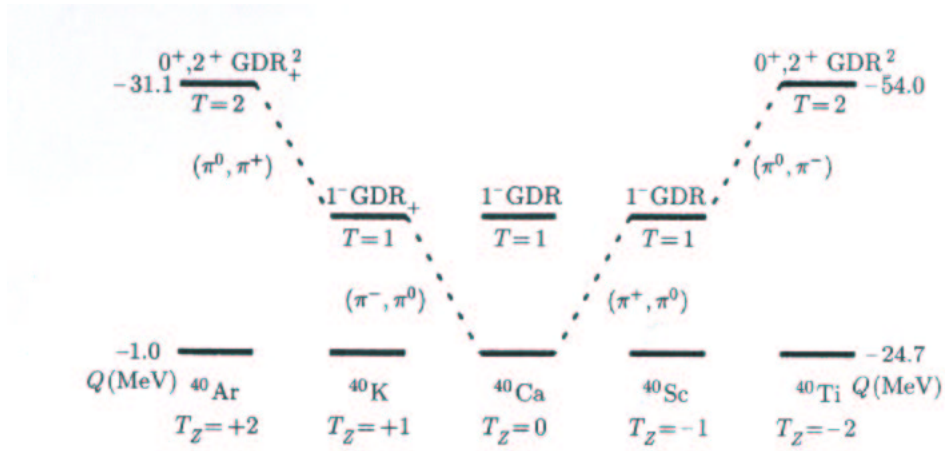


FIG. 1.6: Diagramme des niveaux d'énergie excités dans les réactions de double échange de charge  $(\pi^+, \pi^-)$  et  $(\pi^-, \pi^+)$  sur le  $^{40}\text{Ca}$  [46].

Les réactions  $(\pi^+, \pi^-)$  et  $(\pi^-, \pi^+)$  ont été mesurées dans les mêmes conditions expérimentales avec des pions de 295 MeV sur un noyau auto-conjugué ( $N=Z$ ), le  $^{40}\text{Ca}$  (cf. figure 1.7). Dans ce cas l'IAS n'existe pas, on n'observe que la  $(\text{RGD})^2$ . Les noyaux finaux des deux réactions sont des noyaux miroir. On s'attend à mesurer la  $(\text{RGD})^2$  dans chaque noyau final à la même énergie d'excitation car la force nucléon-nucléon est indépendante de charge. Les  $Q$  de réactions sont différents mais sont très bien expliqués par le déplacement en énergie dû à l'interaction coulombienne, qui induit une brisure de symétrie d'isospin, et à la différence de masse proton-neutron. Les distributions angulaires des deux  $(\text{RGD})^2$  (figure 1.8) présentent une forme caractéristique d'une transition quadrupolaire. Elles sont reproduites en utilisant un modèle séquentiel à deux étapes. Les calculs sont effectués à l'aide d'un code Coupled Channel Impulse Approximation, en utilisant un facteur de forme de Tassie pour la densité de transition de la  $(\text{RGD})^2$ . La forme des distributions angulaires mesurées est bien reproduite par les calculs, mais il est nécessaire d'introduire un facteur de normalisation.

L'état  $\text{IAS} \otimes \text{RGD}$  a été observé dans tous les noyaux étudiés avec  $(N-Z) \geq 1$ , c'est donc une caractéristique générale des noyaux remplissant cette condition. De plus la dépendance en énergie de cet état est en  $A^{-1/3}$ , ce qui renforce l'interprétation d'oscillations dipolaires construites sur un état IAS intermédiaire. La largeur de cet état est par contre mal comprise. En effet elle augmente avec la masse des noyaux contrairement à la largeur de la RGD construite sur l'état fondamental des noyaux. La section efficace de l'état  $\text{IAS} \otimes \text{RGD}$  est plus grande que celle du DIAS.

L'état à deux phonons dipolaires a été observé dans tous les noyaux étudiés par réaction de double échange de charge. Cette vibration est une caractéristique intrinsèque de tous les noyaux. Son énergie mesurée est très proche du double de l'énergie de la simple RGD. Les largeurs des états  $(\text{RGD})^2$  mesurés semblent être indépendantes de  $A$ , dans



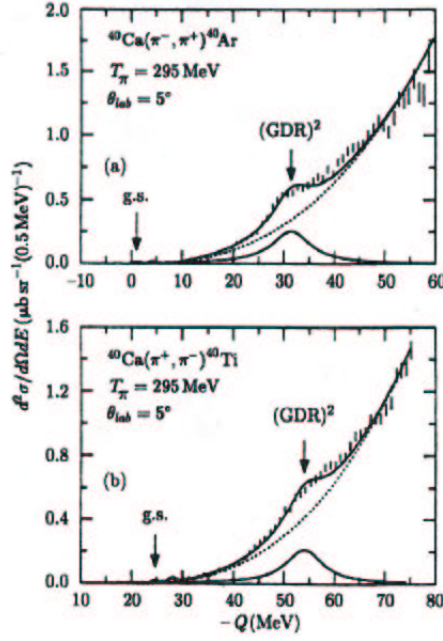


FIG. 1.7: Spectre en énergie transférée pour les réactions  $(\pi^-, \pi^+)$  et  $(\pi^+, \pi^-)$  à 295 MeV sur le  $^{40}\text{Ca}$ . Les flèches indiquent la position de l'état fondamental et de la DRGD déduites des ajustements. Le trait pointillé représente le continuum ajusté avec une forme polynomiale [46].

la limite des incertitudes expérimentales. Si l'on compare la largeur moyenne des états à deux phonons  $(\text{RGD})^2$  mesurées par réaction  $(\pi^+, \pi^-)$  de  $(9.23 \pm 0.76)$  MeV avec la largeur moyenne des RGD obtenue par réaction  $(\pi^+, \pi^0)$  de  $(6.3 \pm 1.0)$  MeV, on obtient un rapport  $\Gamma_{(\text{RGD})^2} / \Gamma_{\text{RGD}}$  de l'ordre de  $\sqrt{2}$ . Pour la réaction  $(\pi^-, \pi^0)$ , le rapport est plus proche de 2. Ainsi le rapport reste en accord avec les prédictions théoriques. Les énergies d'excitation des  $(\text{RGD})^2$  observés sont environ le double de celles des RGD correspondantes, et les distributions angulaires montrent une forme caractéristique de  $\Delta L = 2$ . Mais il n'y a pas encore d'explication pour laquelle on ne voit pas la composante  $\Delta L = 0$  de la  $(\text{RGD})^2$ .

Malgré la grande sélectivité de ces réactions, les états à deux phonons sont observés sur un fond important et encore mal expliqué. Le fond physique est reproduit par un polynôme de degré trois. Expérimentalement on observe que le continuum change d'une manière régulière et systématique avec A.

Les sections efficaces des états à deux phonons excités par réactions de double échange de charge sont décrites par un modèle simple en tant que produit de la force, déduite de la règle de somme appropriée, et d'un facteur dépendant de A. Par exemple, pour la  $(\text{RGD})^2$  :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \propto \left(\frac{NZ}{A^{2/3}}\right)^2 A^{-\alpha'} \quad (1.15)$$

où  $\theta$  est un angle de diffusion vers l'avant et où  $\alpha'$  est un paramètre ajustable. Les sections efficaces du DIAS et de l'état  $\text{RGD} \otimes \text{DIAS}$  sont décrites par des relations similaires.

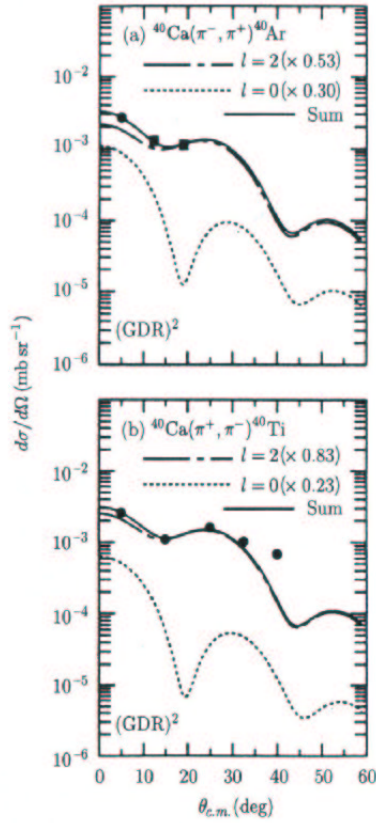


FIG. 1.8: Distributions angulaires des pics identifiés DRGD dans les réactions  $(\pi^-, \pi^+)$  et  $(\pi^+, \pi^-)$  à 295 MeV sur le  $^{40}\text{Ca}$ . Les courbes sont des calculs à deux étapes pour la DRGD normalisé pour reproduire les données. La ligne en pointillés représente la composante  $L=0^+$  normalisée telle que la somme des composantes  $0^+$  et  $2^+$  reproduisent les données aux angles avant[?].

Grâce aux réactions d'échange de charge, de nombreuses informations ont été acquises sur la  $(\text{RGD})^2$ , le DIAS et l'état  $\text{IAS} \otimes \text{RGD}$ . Il reste encore à améliorer les modèles théoriques pour reproduire mieux les sections efficaces expérimentales. De plus le large fond sous les résonances observées n'est pas compris, de même que la largeur de l'état  $\text{IAS} \otimes \text{RGD}$ . . . Des études complémentaires des réactions de double échange de charge seraient instructives, et notamment permettraient d'observer de nouveaux états multiphonons comme la double transition Gamow-Teller.

### 1.3.2 Excitation coulombienne de la double résonance géante dipolaire à l'aide de faisceaux d'ions lourds aux énergies relativistes

Un outil efficace pour exciter la RGD est l'utilisation des photons virtuels obtenus par diffusion d'ions lourds aux énergies relativistes, c'est-à-dire  $\geq 100 \text{ A.MeV}$  [5, 8, 39]. Pour signer les états multiphonons excités par cette méthode, les sections efficaces

expérimentales sont comparées à un calcul théorique. Ici nous introduisons brièvement l'approche théorique utilisée [49].

Généralement, l'excitation électromagnétique est traitée de façon semi-classique. Dans une telle approche, le mouvement du centre de masse des ions qui entrent en collision est décrit classiquement tandis que les degrés de liberté internes des noyaux sont traités quantiquement. Cette approximation est justifiée lorsque la longueur d'onde de De Broglie  $\lambda = \hbar c / (\beta \gamma m c^2)$ , où  $\beta = v/c$  (avec  $v$  vitesse de la particule incidente), est petite comparée aux dimensions du système en collision, (déterminé par le paramètre d'impact  $b$ , le rayon du noyau, la diffusivité ...). A des énergies incidentes relativistes, en principe il est difficile de calculer la fonction de déflexion dans un champ électromagnétique. En pratique, la formule de diffusion classique de Rutherford reste valable (en remplaçant  $m$  par  $m\gamma$ ). A haute énergie incidente les angles de diffusion deviennent très petits. Les auteurs approximent donc souvent la trajectoire Coulombienne par une ligne droite [50].

Pour calculer les sections efficaces électromagnétiques, une des méthodes les plus utilisées est appelée méthode des photons équivalents de Weizsäcker-Williams [51, 52, 53]. Concernant l'excitation des RGD, elle relie la section efficace électromagnétique à la section efficace de photoabsorption, pour laquelle il existe de nombreuses données expérimentales.

$$P_{RGD}(b) = \int_{E_\gamma} N(b, E_\gamma) \sigma_{phot.}(E_\gamma) \frac{dE_\gamma}{E_\gamma} \quad (1.16)$$

où  $N(b, E_\gamma)$  représente le nombre de photons équivalents de fréquence  $E_\gamma/\hbar$  pour un paramètre d'impact  $b$ . La probabilité de photoabsorption devient très faible au-dessus d'une énergie d'excitation maximale  $E_{max} \sim \hbar c \beta \gamma / b_{min}$ , avec  $b_{min} = R_1 + R_2$  au-dessous duquel l'absorption nucléaire devient dominante. C'est la coupure adiabatique. Elle correspond à l'énergie maximale que l'on peut échanger pendant le temps typique de la réaction ( $\propto b/v$ ). Ainsi des énergies de particules incidentes de plusieurs centaines de MeV par nucléon sont requises pour repousser la coupure  $E_{max}$  au-dessus des énergies d'excitation des RG, privilégiant ainsi l'excitation séquentielle de la (RGD)<sup>2</sup>. Dans ce cas de grandes sections efficaces sont attendues pour les RG. Dans toutes ces expériences, les données sont comparées aux prédictions des modèles de phonons harmoniques dans lesquels la probabilité d'excitation du  $n^{ième}$  phonon est reliée à celle du premier phonon par une distribution de Poisson.

Plusieurs types d'expériences ont été effectuées au GSI à Darmstadt. Dans les expériences inclusives, [54] [55] la section efficace d'un canal spécifique de dissociation Coulombienne  $A \rightarrow A-(x \text{ neutrons}) + (x \text{ neutrons})$  est mesurée et comparée à des calculs basés sur l'excitation multiple de RG. Dans les expériences exclusives, en cinématique inverse, le spectre en énergie d'excitation du projectile est reconstruit en mesurant à chaque événement l'énergie des particules émises. Pour cela des systèmes de détection de haute efficacité pour les neutrons et les photons ont été mis au point [56]. Une expérience d'étude de la (RGD)<sup>2</sup> par sa décroissance par photons a également été effectuée.

### Expériences inclusives, mesure de sections efficaces de cassure $A \rightarrow A-n + n$

On peut identifier l'excitation de la  $(RGD)^2$  à travers des expériences inclusives, qui mesurent les sections efficaces de formation de fragments spécifiques après sa décroissance par particules. Dans les noyaux lourds, les multiphonons décroissent préférentiellement par émission d'un certain nombre de neutrons qui dépend de l'énergie d'excitation emmagasinée par le noyau. La décroissance par particules chargées est fortement inhibée par la barrière Coulombienne. Ainsi les sections efficaces d'émission d'un ou plusieurs neutrons reflètent l'énergie d'excitation initiale du noyau. Ces expériences ne permettent pas d'accéder à des informations détaillées sur les paramètres des multiphonons mais les sections efficaces totales électromagnétiques de la  $(RGD)^2$  ont déjà été extraites par cette méthode pour les noyaux  $^{197}\text{Au}$  et  $^{238}\text{U}$  auprès du dispositif du synchrotron SIS au GSI. Un groupe du GSI a mesuré les sections efficaces de fragmentation pour les canaux où sont perdus de un à cinq neutrons, en utilisant des faisceaux d' $^{238}\text{U}$  à 600 et 950 A.MeV sur des cibles d' $^{27}\text{Al}$ ,  $^{nat}\text{Cu}$  et  $^{208}\text{Pb}$ . Les fragments du projectile sont alors mesurés avec un séparateur de fragments, le FRS. Une détermination non ambiguë de la section efficace de la  $(RGD)^2$  implique une bonne connaissance de la probabilité de fission du noyau. La section efficace d'excitation électromagnétique de la  $(RGD)^2$  dans l' $^{238}\text{U}$  est trouvée en bon accord avec un modèle d'oscillateur harmonique, dans les limites d'une évaluation précise de la probabilité de fission des états alimentés par l'excitation de la  $(RGD)^2$  [55].

Une autre analyse a été menée pour une cible d' $^{197}\text{Au}$  bombardée par un faisceau de Ne à 1.7 A.GeV, puis des faisceaux de  $^{86}\text{Kr}$ ,  $^{197}\text{Au}$  et  $^{209}\text{Bi}$  à 1 A.GeV. La production d' $^{194-196}\text{Au}$  est déterminée en mesurant l'activité  $\beta - \gamma$  des noyaux produits (Z, A-n). Contrairement au cas de l' $^{238}\text{U}$ , les sections efficaces mesurées des canaux 2 neutrons et 3 neutrons avec des projectiles d'Au et de Bi sont sous-estimées par un calcul harmonique de processus d'excitation électromagnétique -dissociation prenant en compte les excitation E1 et E2 et en particulier l'excitation du double phonon E1. Par contre, la section efficace du canal où un neutron est émis est en bon accord avec ces calculs basés sur l'excitation coulombienne. Les auteurs ont attribué l'excès de section efficace dans les canaux 2n et 3n à une augmentation de la section efficace de la  $(RGD)^2$  d'un facteur  $2.0 \pm 0.5$  par rapport au modèle harmonique.

### Mesures exclusives de l'excitation de la $(RGD)^2$ par ions lourds relativistes

Les mesures les plus complètes concernant l'état  $(RGD)^2$  ont été effectuées par la collaboration LAND du GSI [39, 57, 58, 59, 60]. Dans ces expériences, la  $(RGD)^2$  a été étudiée dans le  $^{136}\text{Xe}$  et le  $^{208}\text{Pb}$ . Les mesures sont effectuées en cinématique inverse. Dans de tels noyaux lourds, les Résonances Géantes décroissent principalement par émission de neutrons. La procédure expérimentale repose sur l'excitation du projectile et la détection des produits de réaction, soit les fragments du projectile, les neutrons et les

photons émis par les fragments excités. L'énergie d'excitation du projectile est ainsi reconstruite par le calcul de la masse invariante  $M^2 = (\sum_i P_i)^2 = (M_p + E^*)^2$ , où  $P_i$  est le quadri-moment des produits de la dissociation et  $M_p$  est la masse au repos du projectile. Le dispositif expérimental est montré sur la figure 1.9. Les neutrons émis par le projectile sont focalisés à l'avant et détectés dans le détecteur LAND (Large Area Neutron Detector [56]) placé à 10 m de la cible. Le quadri-moment du neutron est déterminé par la mesure de sa position dans le détecteur et son temps de vol. Un fin mur de plastique est placé devant le détecteur de neutrons, il sert de veto pour éliminer les particules chargées légères. Un dispositif de scintillateurs  $BaF_2$  à l'avant autour de la cible détecte les photons émis par les fragments excités. La trajectoire du projectile incident et des fragments émergents est mesurée grâce à des chambres à fils et un détecteur plastique, qui fournissent également le temps de vol des fragments. Les fragments sont déviés par un dipôle (Aladin) pour permettre la détection des neutrons à 0 degrés sans pollution venant des fragments du projectile. Le numéro atomique des fragments est fourni par une chambre à ionisation et un détecteur Cerenkov. Le groupe LAND de GSI a étudié le  $^{136}\text{Xe}$  par cette méthode.

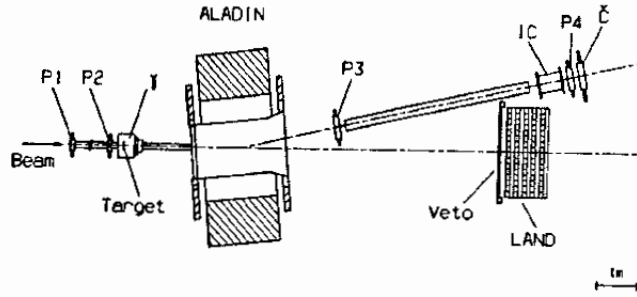


FIG. 1.9: Vue schématique du dispositif expérimental. Sont présentés les détecteurs mesurant la trajectoire du faisceau et des fragments émergents (P1-P4), la chambre d'ionisation (IC), le détecteur Cerenkov (C), le dipôle (ALADIN), le dispositif de détection des gammas ( $\gamma$ ), le détecteur de neutrons (LAND, veto) et une partie de la ligne de faisceau [58].

La section efficace intégrée de la  $(RGD)^2$  pour un faisceau de  $^{136}\text{Xe}$  à 700 A.MeV sur une cible de Pb est de  $(215 \pm 50)$  mb. La section efficace mesurée dépasse la section efficace théorique harmonique d'un facteur  $(2.5 \pm 0.6)$ .

Ci-dessous on montre les résultats obtenus pour le Pb à une énergie incidente de 640 A.MeV. Les mesures ont été effectuées sur différentes cibles de C, Sn, Ho, Pb, U. La partie de l'excitation due à l'interaction nucléaire peut être estimée à partir de la section efficace obtenue pour la réaction sur la cible de C, et extrapolée comme  $A_T^{1/3}$ . Les processus d'excitation à une seule étape et à deux étapes successives sont séparés par leur dépendance différente en fonction du Z de la cible, respectivement en fonction de  $Z^2$  et de  $Z^4$  ( $\propto Z^{2n}$ ,  $n$  = nombre de phonons), comme l'illustre la fig. 1.10. La figure 1.11 montre les sections efficaces différentielles en énergie extraites pour le faisceau de Pb à 640 A.MeV une cible de Pb (haut) et de Sn (bas). Pour obtenir les caractéristiques de la  $(RGD)^2$ , les données

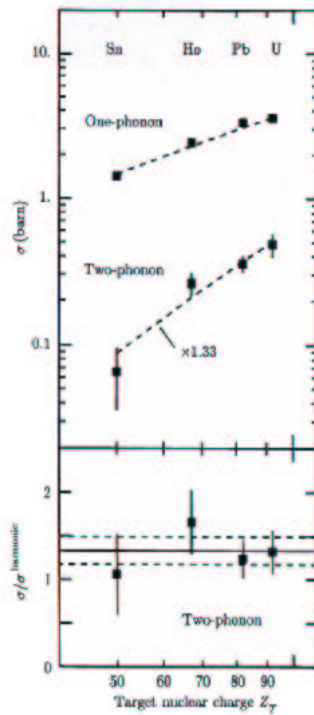


FIG. 1.10: Panneau du haut : Sections efficaces intégrées pour les RGD et les  $(\text{RGD})^2$  du  $^{208}\text{Pb}$  excitées par différentes cibles de charge  $Z_T$ . Les lignes tiretées représentent les sections efficaces extraites à partir d'un calcul semi-classique. Dans le cas de la  $(\text{RGD})^2$ , les valeurs du calcul sont multipliées par un facteur 1.33. Panneau du bas : rapport des sections efficaces expérimentales obtenues pour le  $^{208}\text{Pb}$  avec celles calculées avec un modèle harmonique pour les différentes cibles. La valeur moyenne et son erreur sont indiquées par les lignes pleines et tiretées respectivement [57].

ont été comparées à des calculs semi-classiques, dans la limite harmonique (folding model), utilisant des sections efficaces de photoabsorption connues. Le premier encadré de la figure montre les sections efficaces résultantes des premiers phonons RGD et RGQ, ainsi que celle de la  $(\text{RGD})^2$  tirée des données expérimentales en traits pontillés. Ces contributions après convolution avec la réponse des détecteurs reproduisent très bien les spectres expérimentaux jusqu'à 22 MeV d'énergie d'excitation, région dominée par les excitations en une seule étape. L'excès de section efficace présent à plus haute énergie est attribué à la  $(\text{RGD})^2$ . La section efficace expérimentale surpasse d'un facteur  $(1.33 \pm 0.16)$  la section efficace calculée dans le cadre du modèle harmonique.

### Etude de la $(\text{RGD})^2$ par sa décroissance par photons

La décroissance par photon apporte une information différente de la décroissance par particules légères. L'émission de photons vers l'état fondamental du noyau est dominée par les transitions E1, ce qui montre l'existence de la force dipolaire. Ainsi un état à

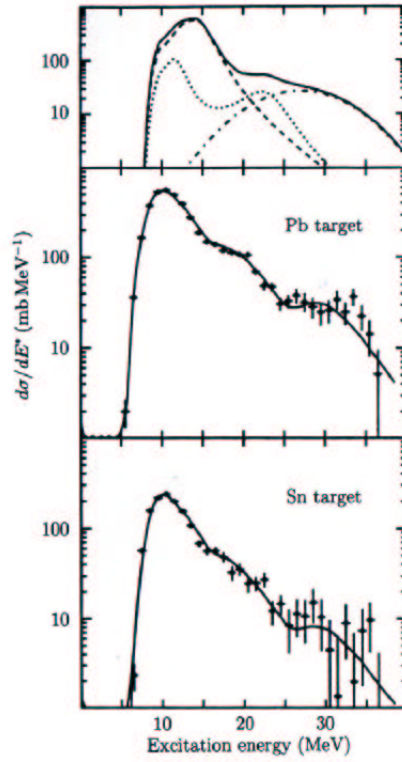


FIG. 1.11: panneau du haut : sections efficaces calculées obtenues pour l'excitation électromagnétique du  $^{208}\text{Pb}$  (640 A.MeV) sur une cible de  $^{208}\text{Pb}$  en utilisant des distributions de force connues pour la RGD (en tirets) et une somme de la ISGQR et de la IVGQR (pointillés). La section efficace pour la  $(\text{RGD})^2$  tirée des données expérimentales est en trait tirets-pointillés. La somme de toutes les contributions est en trait plein. Panneau du milieu : section efficace mesurée pour le  $^{208}\text{Pb}$  à 640 A.MeV sur une cible de Pb, et le calcul correspondant obtenu en appliquant le filtre expérimental au panneau du haut. Panneau du bas : la même chose sur une cible de Sn [57].

deux phonons dipolaires peut être signé par une expérience détectant en coïncidence les deux photons émis par les deux phonons. Chaque phonon émet un seul photon emportant toute l'énergie de la Résonance, les deux photons auront donc des énergies comparables. L'expérience idéale consisterait à mesurer les deux photons émis en coïncidence avec le projectile diffusé inélastiquement. Mais comme la décroissance photon de la RGD est petite,  $\sim 10^{-2}$ , la probabilité d'observer deux photons en coïncidence est de  $10^{-4}$ , ce qui montre la difficulté de telles mesures et empêche d'évisager pour l'instant l'étude de coïncidences triples pour rechercher le troisième phonon. Les expériences de coïncidences triples entre deux photons et l'éjectile ne sont pas envisageables non plus pour l'instant. La réaction  $^{209}\text{Bi} + ^{208}\text{Pb}$  à 1 A.GeV a été étudiée au synchrotron SIS de GSI en 1993. Les photons de décroissance de la RGD et de la double RGD de la cible de  $^{208}\text{Pb}$  étaient détectés par le spectromètre à photons TAPS (two-arm photon spectrometer), constitué de 256 scintillateurs  $\text{BaF}_2$ . Un détecteur plastique détecte les particules chargées dans un

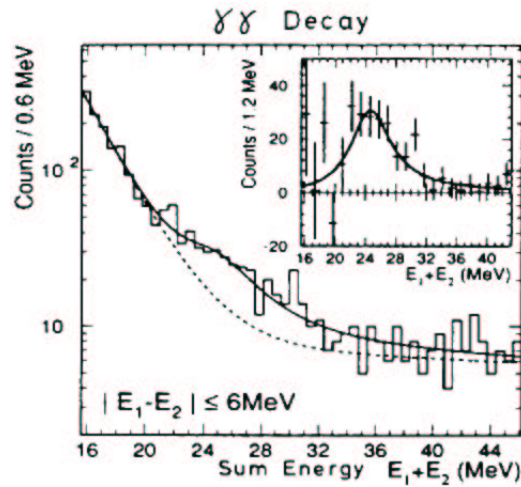


FIG. 1.12: Somme des énergies des paires de photons détectés en coïncidence avec une différence entre leurs énergies respectives inférieure à 6 MeV, pour les événements périphériques. La structure large autour de 26 MeV est attribuée à la décroissance de la  $(RGD)^2$  par  $2\gamma$ . L'encart montre un ajustement des données soustraites du fond (trait tireté) par une Lorentzienne [61].

cône couvrant de 1 à 30 degrés à l'avant, servant ainsi de veto pour éliminer les collisions non périphériques. L'énergie de 1 A.GeV est privilégiée pour observer les multiphonons car à cette énergie peu d'excitations en une seule étape sont prédites, contrairement aux énergies incidentes supérieures. Pour distinguer les photons émis par la cible de ceux émis par le projectile, les photons sont détectés à grand angle (73.5-120.5 degrés), où l'effet Doppler diminue beaucoup l'énergie des photons du projectile jusqu'à des énergies plus basses que celle des photons de la RGD. Dans la figure 1.12 est présenté le spectre de la somme des énergies des deux photons détectés en coïncidence. Une structure étendue centrée à 26 MeV est attribuée à la décroissance de l'état à deux phonons dipolaires. L'encadré montre le spectre après soustraction du fond, il est bien reproduit par une Lorentzienne. Le centroïde en énergie de la  $(RGD)^2$  est  $(25.6 \pm 0.9)$  MeV et sa largeur est  $(5.8 \pm 1.1)$  MeV [59, 8].

### 1.3.3 Collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires

Il y a quelques années, dans des collisions d'ions lourds de masse intermédiaire à des énergies entre 4 et 10 A.MeV et pour des cibles variées,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ , [63] [64] [65] [66], des structures à grande énergie d'excitation ont été mises en évidence dans les spectres inélastiques et de réactions de transfert de quelques nucléons. Ces structures sont régulièrement espacées et leur largeur augmente avec l'énergie d'excitation. De nombreuses études théoriques ont alors été entreprises pour évaluer la probabilité d'exciter des états multiphonons dans de telles collisions. Ces structures pouvaient être interprétées comme de nouveaux états nucléaires à haute énergie d'excitation mais aussi comme provenant de mécanismes de réaction plus complexes que la diffusion inélastique. No-



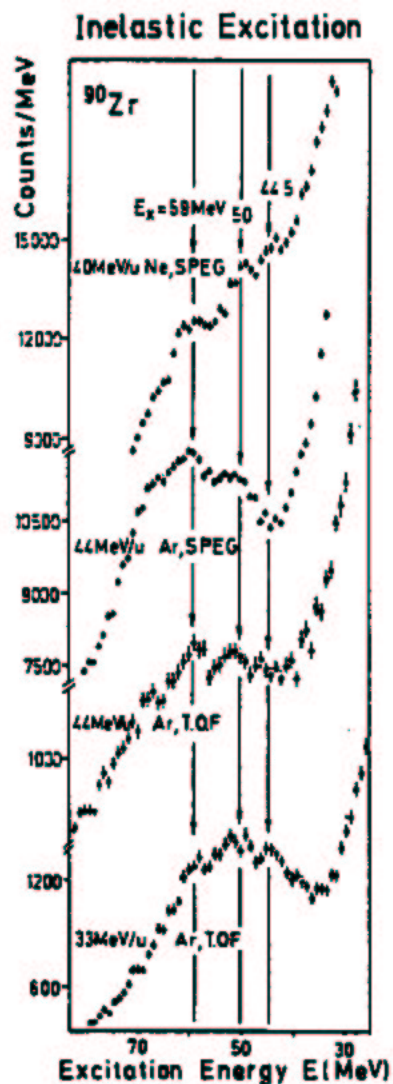


FIG. 1.13: Comparaison de la région à haute énergie d'excitation des spectres inélastiques induits par  $^{40}\text{Ar}$  à 33 A.MeV et 44 A.MeV et  $^{20}\text{Ne}$  à 40 A.MeV sur  $^{90}\text{Zr}$ . Ces spectres ont été obtenus avec des dispositifs expérimentaux différents soit en utilisant un système de temps de vol (T.O.F.) soit en utilisant un spectromètre magnétique (SPEG) [62]. Alors que le large plateau sur lequel les structures se superposent se déplace en fonction de l'énergie incidente, les bosses autour de 50 MeV d'énergie d'excitation sont observées à la même position dans les spectres inélastiques aux trois différentes énergies incidentes. De même avec un faisceau de  $^{20}\text{Ne}$  à 40 A.MeV sur la même cible de  $^{90}\text{Zr}$ .

tamment une étude poussée du mécanisme de pick-up break-up [67] a été menée et sa contribution théorique aux spectres inélastiques a été évaluée. Nous donnerons les principales conclusions de ces études dans les paragraphes qui suivent et présenterons les autres mécanismes de réaction contribuant au spectre inélastique.

### **Prédictions théoriques pour les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires**

Les approches théoriques de l'excitation des multiphonons sont généralement basées sur une description classique de la collision couplée à une dynamique quantique des degrés de liberté vibrationnels. Dans le cadre du modèle de Copenhague, le potentiel de couplage dépend du paramètre de déformation du noyau (c'est un potentiel de proximité). Il paramétrise l'interaction des deux partenaires d'une collision d'ions lourds en terme d'attraction entre leurs surfaces [10]. Dans une approche microscopique, le potentiel de couplage est calculé à partir d'une description quantique des phonons. En particulier, il peut être approximé par l'amplitude de transition générée par le champ extérieur dépendant du temps créé par le projectile se déplaçant le long de sa trajectoire classique. Tant que les vibrations sont supposées harmoniques et le couplage linéaire, il n'y a pas vraiment de différences entre les approches.

Les auteurs de [23, 68] ont effectué des calculs où les états de vibration sont décrits dans le cadre de la RPA et les sections efficaces calculées de façon semi-classique. Ils décrivent l'excitation des états multiphonons construits avec la RGQ dans le  $^{40}\text{Ca}$ . Ces états sont principalement excités par la partie nucléaire du potentiel et présentent un maximum autour de l'angle d'effleurement de la réaction avec une section efficace mesurable. D'après ces calculs microscopiques, les multiphonons devraient donc être excités de manière privilégiée par des ions lourds d'énergie incidente de 10 à 100 A.MeV. Dans ce cas les calculs montrent que la dynamique de la réaction défavorise l'excitation de RG de haute multipolarité [69]. Ces calculs RPA montrent en effet que la force des RG de haute multipolarité est éparpillée et que la collectivité diminue avec l'augmentation de la multipolarité. A cette énergie l'excitation nucléaire domine l'excitation coulombienne et la RGQ devrait être excitée préférentiellement. L'excitation des multiphonons construits avec la RGQ devrait donner lieu à des structures régulièrement espacées en énergie dans le spectre inélastique.

### **Etude du fond physique et conclusions des mesures inclusives**

- Le mécanisme de pick-up break-up (PU-BU) :

Ce mécanisme consiste en un transfert d'une particule de la cible au projectile, qui émettra lui-même une particule ensuite. La particule émise est focalisée aux angles avant dans un cône autour de la direction du faisceau et possède une grande énergie cinétique. La contribution du mécanisme de pick-up break-up au spectre inclusif inélastique apparaît sous la

forme d'un large plateau dont l'énergie apparente moyenne et la largeur cinématique dépendent très peu de la nature de la cible pour un projectile donné à une énergie incidente fixée. Comme l'énergie apparente moyenne du PU-BU dépend linéairement de l'énergie par nucléon du projectile  $E_{lab}$  et sa largeur cinématique est proportionnelle à  $\sqrt{E_{lab}}$ , une variation de l'énergie du faisceau fournit le moyen de discriminer entre les excitations de la cible et les fragments du projectile excité [67]. Les calculs très complets qui ont été effectués sur ce mécanisme montrent qu'aux énergies GANIL la contribution prédominante du PU-BU dans la région d'intérêt du spectre inélastique est due essentiellement au transfert d'un seul nucléon. De plus la forme de sa contribution au spectre inélastique change selon la masse des projectiles. Dans les noyaux lourds, la densité de niveaux du quasi-projectile est grande au-dessus du seuil d'émission de particule. Il en résulte une contribution au spectre inélastique qui a l'allure d'un large plateau. Par contre, si, comme dans les noyaux légers, la densité de niveaux juste au-dessus du seuil d'émission de particule est faible, et que en raison de conditions de matching de moment angulaire, le moment angulaire de l'éjectile est aligné perpendiculairement au plan de réaction, alors la contribution du PU-BU au spectre inélastique sera scindée en deux pics superposés au plateau. Ces pics doivent être distingués expérimentalement des structures recherchées à haute énergie d'excitation.

Sur la figure 1.13, les résultats de diffusion d' $^{40}\text{Ar}$  à plusieurs énergies incidentes sur une cible de  $^{90}\text{Zr}$  sont présentés. Alors que le large plateau, sur lequel les structures se superposent, se déplace en fonction de l'énergie du projectile, les structures autour de 50 MeV d'énergie d'excitation sont observées à la même position dans les spectres inélastiques aux trois différentes énergies incidentes. Elles sont encore à la même position avec un projectile de  $^{20}\text{Ne}$  à 40 A.MeV sur la même cible de  $^{90}\text{Zr}$ . Ces observations sont en accord avec le fait qu'entre 25 et 40 A.MeV, la probabilité de transfert chute très rapidement atténuant les effets du PU-BU [65].

– Le mécanisme de knock-out :

Lors de ce mécanisme, le projectile incident interagit directement avec un nucléon de la cible. Ce dernier est alors émis avec beaucoup d'énergie cinétique dans la direction de recul de la cible. On peut ainsi les mêmes états de trou du noyau résiduel que lors de la décroissance d'une RG. Dans le  $^{58}\text{Ni}$  où il a été étudié, la contribution du knock-out au spectre inélastique se manifeste par une structure de 10 à 15 MeV de large centrée autour de 25 MeV d'énergie d'excitation.

– Conclusions des mesures inclusives :

Différentes expériences de collisions d'ions lourds ont été réalisées de 30 A.MeV à 50 A.MeV sur des cibles de  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{120}\text{Sn}$  et  $^{208}\text{Pb}$  [62]. Dans toutes ces expériences, des structures sont observées aux mêmes énergies d'excitation, superposées à la contribution du PU-BU. Elles évoluent avec la masse de la cible. Leur position en énergie ne dépend pas de l'angle de l'éjectile. Comme nous l'avons vu, le knock-out se manifeste

par un fond large dans le spectre en énergie d'excitation. Ces structures ne peuvent alors qu'être attribuées à des excitations de la cible et ces observations sont consistantes avec l'excitation de multiphonons construits avec la RGQ.

Cependant l'interprétation définitive de ces structures en termes de multiphonons ne peut provenir que des études de décroissance.

### Expériences en coïncidence

Les expériences en coïncidence permettent de mieux s'affranchir du fond physique dû à des mécanismes de réaction, grâce aux corrélations angulaires des particules émises. En effet, chaque mécanisme donne lieu à des angles d'émission spécifiques des particules. Si ces corrélations angulaires sont bien connues, il devient possible de s'affranchir des mécanismes de réaction autres que la diffusion inélastique. Nous allons donc terminer l'étude du fond physique puis nous introduirons la méthode de l'énergie manquante qui permet de signer les états multiphonons par leur décroissance directe.

L'apport des expériences en coïncidence est illustré par l'étude de la diffusion inélastique  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  à 50 A.MeV [70]. Lors de cette expérience, l'éjectile est détecté dans le spectromètre SPEG et les particules chargées légères dans un ensemble de 30 détecteurs CsI nommé PACHA, couvrant 3 % de l'angle solide total. Ces détecteurs sont placés dans le plan de réaction et couvrent tout l'espace angulaire sauf un petit espace à l'avant autour du faisceau. Sur la figure 1.14, est représenté un spectre en vitesse parallèle à l'axe du

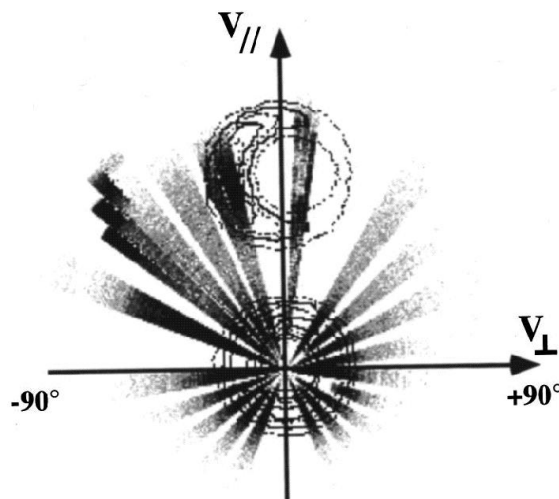


FIG. 1.14: Représentation en section efficace invariante des protons émis dans la réaction  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  à 50 A.MeV en vitesses parallèles et perpendiculaires à la direction du faisceau. Les courbes de niveau représentent le résultat du calcul Monte-Carlo. Le spectromètre était positionné à un angle  $\theta$  de 3 degrés dans le référentiel du laboratoire [71].

faisceau des protons détectés dans l'ensemble PACHA dans le référentiel du laboratoire en fonction de leur vitesse perpendiculaire. On observe principalement deux contribu-

tions. La première, centrée autour de l'origine, correspond aux protons provenant de la désexcitation de la cible. La seconde contribution est centrée autour du vecteur vitesse du faisceau et peut s'interpréter comme des particules émises par le projectile, lors du processus de pick-up break-up. Aux angles autour de  $-70$  degrés par rapport à la direction du faisceau, on reconnaît la contribution de la diffusion élastique du projectile  $^{40}\text{Ca}$  sur l'hydrogène contenu dans la cible. Au mêmes angles on attend la contribution du processus de knock-out pour les protons de grande vitesse, et les protons issus de la désexcitation de la cible. Il est difficile de distinguer ces trois mécanismes. A des angles autour de  $+50$  degrés, se trouve la contribution des protons ayant subi le towing mode, un mécanisme de réaction récemment découvert [71, 72]. Lors de ce mécanisme, un nucléon de la cible est transféré au continuum sous l'action du potentiel nucléaire du projectile, induisant des corrélations angulaires spécifiques entre le nucléon et le projectile. Le nucléon est émis du côté du noyau perturbateur, à un angle autour de  $50$  degrés.

Nous reviendrons en détail sur ce mécanisme au chapitre 5.

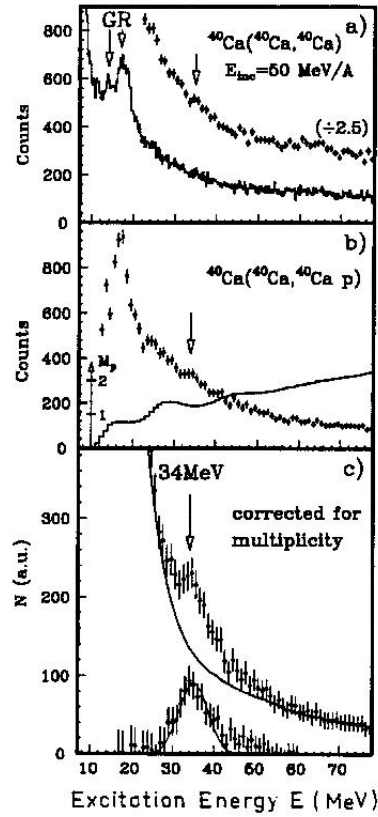


FIG. 1.15: Spectres en énergie d'excitation pour la réaction  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  à 50 A.MeV. a) Spectre inclusif b) Spectre exclusif. Le trait plein donne la multiplicité calculée avec LILITA de protons émis statistiquement. c) Spectre en énergie d'excitation en coincidence avec les protons émis aux angles arrière corrigé de la multiplicité. [70]

Les mécanismes de réaction sus-cités, transfert-évaporation, knock-out, towing-mode, correspondent tous à des émissions de particules dans l'hémisphère avant. Pour étudier la

désexcitation de la cible et les modes collectifs, nous pouvons sélectionner les événements où un proton est émis aux angles arrière par rapport à la direction du faisceau. On étudie donc le spectre en énergie d'excitation en coïncidence avec les protons détectés aux angles arrière dans la région de l'état à deux phonons quadrupolaires. A ces grandes énergies d'excitation, deux protons peuvent être émis, alors qu'un seul proton est détecté. Cet effet est corrigé en divisant le spectre en énergie d'excitation expérimental par la distribution de la multiplicité des protons estimée avec le code d'évaporation LILITA. Sur le spectre en énergie d'excitation en coïncidence avec les protons émis aux angles arrières (fig. 1.15) corrigé de la multiplicité, un large pic centré à 34 MeV est visible, qui peut être un bon candidat pour un état à deux phonons quadrupolaires. Il faut évaluer la quantité de décroissance directe dans cette région en énergie d'excitation pour apporter plus d'informations sur cette structure.

La décroissance par particules des états multiphonons permet de signer leur présence. Si l'on suppose que le couplage entre les phonons est faible (principe de Brink-Axel), la multiplicité des particules émises par la décroissance directe d'un état multiphonon est égale au nombre de phonons excités.

Le schéma 1.16 représente la décroissance directe par protons de la RGQ et de la (RGQ)<sup>2</sup> dans le <sup>40</sup>Ca. La RG décroît vers les états de trou du noyau A-1. L'état à deux phonons, en supposant un couplage faible entre phonons ou avec d'autres états de haute énergie, se désexcite par décroissance directe avec les mêmes caractéristiques que la RG. Deux particules seront émises. La première particule peuple la RG ou la RG ⊗ 1t. La seconde est issue de la désexcitation de cette RG vers les états de deux trous du noyau A-2. La décroissance directe permet donc de signer un état multiphonon et la méthode de l'énergie manquante permet de la mettre en évidence.

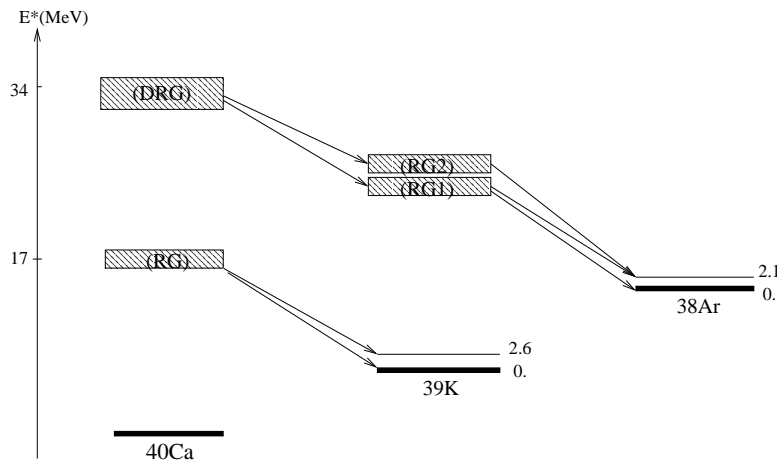


FIG. 1.16: Schéma qui illustre la décroissance directe de l'état à deux phonons quadrupolaires dans le <sup>40</sup>Ca [70].

Expérimentalement la décroissance directe de ces modes collectifs est extraite en

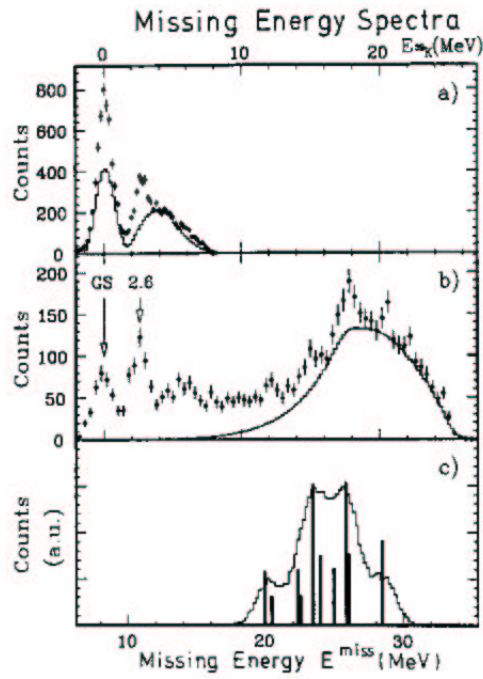


FIG. 1.17: Spectres en énergie manquante dans la réaction  $^{40}\text{Ca}(^{40}\text{Ca}, ^{40}\text{Ca} p)$  à 50 A.MeV. a) Pour la région de la RG  $12 < E^* < 20$  MeV b) Pour la région attendue du deuxième phonon  $30 < E^* < 38$  MeV c) Résultat de la simulation de la décroissance directe du deuxième phonon. [71]

construisant une quantité nommée énergie manquante :

$$E_{\text{manquante}} = E^* - E_p^{CM} - E_{\text{recol}}^{39K} - Q_p \quad (1.17)$$

où  $E^*$  est l'énergie d'excitation initiale du  $^{40}\text{Ca}$ ,  $E_p^{CM}$  est l'énergie cinétique du proton dans le référentiel du centre de masse de recul de la cible et  $Q_p$  est le seuil d'émission proton du  $^{40}\text{Ca}$ . Dans le cas où un seul proton est émis, cette énergie manquante correspond, à  $Q_p$  près, à l'énergie de l'état final du  $^{39}\text{K}$ . En comparant ce spectre expérimental à un calcul de décroissance statistique utilisant le formalisme de Hauser-Feshbach via le code CASCADE, on peut estimer la part de décroissance statistique correspondant à la zone du spectre en énergie d'excitation sélectionnée. La figure 1.17 a) montre le résultat pour une région en énergie d'excitation du  $^{40}\text{Ca}$  comprise entre 12 MeV et 20 MeV. L'état fondamental et le premier état excité à 2.6 MeV du  $^{39}\text{K}$  sont bien séparés. Le spectre est comparé à un calcul CASCADE. Le calcul est normalisé au maximum compatible avec les données expérimentales. La contribution de la décroissance statistique est donc maximisée. Un excès est observé sur l'état fondamental et sur le premier état de trou à 2.6 MeV. Ce surplus peut être attribué à la décroissance directe de la RGQ. La proportion de décroissance directe de la RGQ est estimée ici à 30%.

Pour des énergies d'excitation du  $^{40}\text{Ca}$  comprises entre 30 et 38 MeV (fig. 1.17b)), l'énergie manquante présente un pic à 8.3 MeV et un autre à 10.9 MeV, correspondant à l'état fondamental et à l'état à 2.6 MeV du  $^{39}\text{K}$ . On distingue de plus des pics superposés

à un large fond à environ 17 MeV au-dessus de l'état fondamental, ce qui correspond à l'énergie de la RG dans le  $^{39}\text{K}$ . Le spectre calculé de la décroissance statistique correspondant à cette région en énergie d'excitation est représenté par le trait plein. Le fait que l'on distingue des pics autour d'une énergie manquante de 17 MeV, montre que les noyaux excités ont déchu vers l' $^{38}\text{Ar}$  en passant par des états bien définis du  $^{39}\text{K}$ .

Une simulation de la décroissance directe d'un état à deux phonons a été effectuée en imposant les conditions suivantes. La RGQ est composée de deux pics centrés à 14 et 17.5 MeV, de largeurs 2 MeV, représentant chacun 40 et 60 % respectivement de la section efficace. Un état à deux phonons est construit en effectuant un tirage aléatoire pour chaque phonon parmi les deux pics. Conformément aux observations expérimentales, la RGQ du  $^{40}\text{Ca}$  est supposée décroître autant vers l'état fondamental du noyau A-1, que vers son premier état excité. Chaque phonon est supposé décroître comme la RG, conformément au principe de Brink-Axel. La résolution expérimentale de 1 MeV a été prise en compte. Le calcul a été effectué pour 100% de décroissance directe. Le résultat final présente des pics en accord remarquable avec ceux observés dans le spectre d'énergie manquante expérimental. Cet accord signe la présence de l'état à deux phonons quadrupolaires.

Récemment, un calcul de section efficace d'excitation des états à un et deux phonons dans le  $^{40}\text{Ca}$  dans la réaction  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  à 50 A.MeV a été effectué, incluant les excitations nucléaire et Coulombienne. Il s'agit d'une approche microscopique basée sur la RPA, qui est ensuite dépassée pour inclure des couplages entre modes collectifs (anharmonicités) et introduire des termes non linéaires dans le champ exciteur extérieur. La section efficace est ensuite calculée semi-classiquement [73]. Dans cet article, la section efficace de la  $(\text{RGQ})^2$  mesurée dans la réaction  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  à 50 A.MeV [71] est comparée à la section efficace théorique. Les deux sections efficaces associées à la région en énergie d'excitation entre 28 et 38 MeV, sont en très bon accord, 5.5 mb et 6 mb respectivement [73]. Le rapport mesuré expérimentalement entre les sections efficaces des états à un et deux phonons se trouvant dans les régions en énergie de 14 à 20 MeV et de 28 à 38 MeV respectivement, est 2.4. Le rapport théorique obtenu dans ces calculs est de 2.3. L'accord entre ces résultats est remarquable. Malgré la faible importance des anharmonicités incluses dans ce calcul, conjuguées aux non-linéarités du champ exciteur externe, elles conduisent à une augmentation de la section efficace inélastique de 40 % comparé au cas harmonique et linéaire dans l'intervalle en énergie entre 28 et 38 MeV.

Cette méthode de décroissance a été appliquée récemment à l'étude de l'état à deux phonons quadrupolaires dans le  $^{90}\text{Zr}$  et dans le  $^{94}\text{Zr}$ , avec les réactions  $^{36}\text{Ar} + ^{90,94}\text{Zr}$  à 44 A.MeV [74]. Le  $^{90}\text{Zr}$  et le  $^{94}\text{Zr}$  décroissent préférentiellement par émission de neutrons. (Le noyau de  $^{94}\text{Zr}$  est le premier noyau non magique étudié par cette méthode.) L'ensemble de détecteurs à scintillation EDEN [75] est utilisé pour détecter les neutrons en coïncidence avec l'éjectile de la réaction dans le spectromètre SPEG du GANIL. EDEN est composé de 46 scintillateurs liquides NE213 placés à 1.75 m de la cible aux angles arrière par rapport à la direction du faisceau. Une structure candidate pour être l'état à



deux phonons quadrupolaires, attendu à 28 MeV, est mise en évidence dans le spectre en énergie d'excitation du  $^{90}\text{Zr}$ , mais mélangée à une autre structure à plus basse énergie, autour de 23 MeV qui est une RG de haute énergie, probablement octupolaire. Le spectre dans cette région est parfaitement reproduit par deux gaussiennes centrées à 22 MeV et 28 MeV. La position et la largeur de la deuxième bosse,  $E=28$  MeV et  $\Gamma=5.6$  MeV, correspondent à ce que l'on attend pour l'état à deux phonons quadrupolaires. Une information plus précise sur cette structure est obtenue grâce au spectre en énergie manquante, construit avec les données en coïncidence, comparé à un spectre de décroissance statistique calculé par le code CASCADE. Pour des énergies d'excitation entre 13 et 18 MeV, il semble en regardant la figure 1.13 que la RG ne décroisse directement que vers l'état fondamental du  $^{89}\text{Zr}$ . L'excès de section efficace observé est attribué à 7 % de décroissance directe. Pour une énergie d'excitation entre 24 et 32 MeV, la région de l'état à deux phonons, la simulation de décroissance directe montre deux structures principales en bon accord avec les données expérimentales [76].

Dans le cas du  $^{94}\text{Zr}$ , dans le spectre inélastique en coïncidence avec les neutrons émis à l'arrière, un pic est clairement présent à 27 MeV. Le spectre en énergie manquante construit pour les énergies d'excitation entre 10 et 17 MeV montrent que la RG décroît directement non seulement vers l'état fondamental du noyau fils mais aussi vers des états excités jusqu'à 4 MeV. Sur la figure (1.19) à droite, où le spectre en énergie manquante pour une énergie d'excitation entre 23 et 31 MeV est montré, la signature de l'état à deux phonons est moins claire. Cela peut être dû à la décroissance directe de la RG qui alimente plusieurs états du  $^{93}\text{Zr}$ , brouillant ainsi la signature de l'état à deux phonons.

La (RGQ)<sup>2</sup> a été étudiée également dans le  $^{48}\text{Ca}$  par sa décroissance par neutrons, avec le même dispositif expérimental que pour les Zr. Une branche de décroissance directe est observée dans le spectre en énergie manquante dans la région de la RG, figure (1.18), qui alimente principalement le fondamental du noyau fils. Dans la région de l'état à deux phonons, le spectre en énergie montre trois structures en accord avec les prédictions de la simulation de décroissance directe.

La décroissance du  $^{58}\text{Ni}$  a également été étudiée par sa décroissance par neutrons et par protons, mais les résultats souffrent du même problème que le  $^{94}\text{Zr}$ , la RG décroît vers plusieurs états non séparés dans le  $^{57}\text{Ni}$  et le  $^{57}\text{Co}$  respectivement.

La méthode de l'énergie manquante a permis de signer les états à deux phonons quadrupolaires dans plusieurs noyaux, elle est cependant limitée aux noyaux qui possèdent une branche de décroissance directe suffisante et aux noyaux dont les états de trou des noyaux fils sont bien séparés.

## 1.4 Questions ouvertes

Le simple fait que les états à deux phonons existent atteste d'une remarquable persistance des mouvements cohérents dans un continuum de grande densité d'états. L'image de

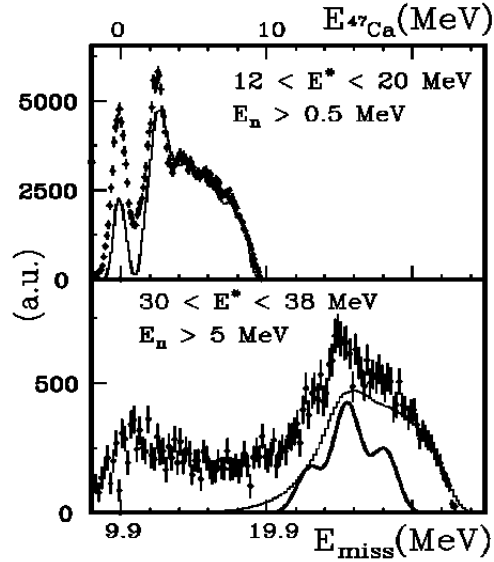


FIG. 1.18: Figure du haut : spectre en énergie manquante pour la décroissance de la RGQ dans le  $^{48}\text{Ca}$ . Figure du bas : spectre en énergie manquante pour la décroissance du  $^{48}\text{Ca}$  excité dans la région en énergie d'excitation de l'état à deux phonons [76].

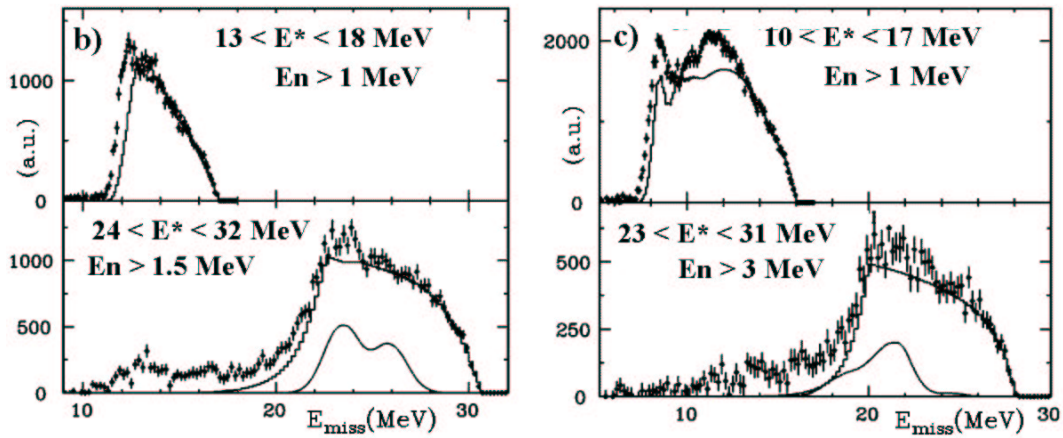


FIG. 1.19: A gauche : figure du haut : spectre en énergie manquante pour la décroissance de la RGQ dans le  $^{90}\text{Zr}$ . figure du bas : spectre en énergie manquante pour la décroissance du  $^{90}\text{Zr}$  excité dans la région en énergie d'excitation de l'état à deux phonons. A droite : figure du haut : spectre en énergie manquante pour la décroissance de la RGQ dans le  $^{94}\text{Zr}$ . figure du bas : spectre en énergie manquante pour la décroissance du  $^{94}\text{Zr}$  excité dans la région en énergie d'excitation de l'état à deux phonons [76].

vibrations harmoniques suggérée par les calculs RPA semble bien adaptée. Des effets anharmoniques ont été observés, spécialement dans les sections efficaces d'excitation électromagnétique des états à deux phonons dipolaires, qui sont souvent bien plus grandes que celles prédites par un modèle harmonique. Les calculs théoriques qui prennent en compte des effets anharmoniques venant des interactions entre phonons ou d'autres effets d'ordre supérieur donnent en général une augmentation de la section efficace en accord qualitatif avec les données expérimentales. Il est cependant difficile de conclure sur les contributions des différents effets en raison des incertitudes expérimentales et théoriques. Pour progresser, il faudrait étudier les  $(RG)^2$  dans d'autres noyaux et également d'autres états à deux phonons que ceux bâtis avec la RGD et la RGQ. Notamment, une mesure expérimentale de la  $(RGM)^2$  serait d'un grand intérêt afin de tester l'incompressibilité nucléaire pour des fluctuations de densité plus importantes que pour la RGM. La méthode la plus adaptée pour exciter la  $(RGM)^2$  est la diffusion d'ions lourds à 0 degrés à 30-50 A.MeV. Cependant, les sections efficaces d'excitation de la  $(RGM)^2$  sont faibles et la réalisation expérimentale est très difficile.

Une autre perspective est l'étude des RG et des multiphonons dans les noyaux exotiques. Cette étude commence à peine. Dans les isotopes riches en neutrons  $^{17-22}\text{O}$ , de la force dipolaire à basse énergie a déjà été observée, remplissant jusqu'à 12% de la règle de somme pondérée en énergie selon l'isotope considéré [77].

Dans les noyaux chauds, une indication d'un état à deux phonons dipolaires a été signalée [78] dans la réaction  $^{37}\text{Cl} + ^{120}\text{Sn}$  à 187 MeV. De nouvelles données expérimentales sur les RG dans les noyaux chauds sont également essentielles pour connaître la température limite à laquelle les RG disparaissent dans les noyaux [8] [79], et comprendre mieux le mécanisme de réaction impliqué dans le processus de fusion.

Pour s'éloigner de la limite des mouvements de petite amplitude, et donc augmenter les anharmonicités comparées à celles d'un état à deux phonons, l'excitation d'un état à trois phonons est la prochaine étape.

## 1.5 Mesure d'un état à trois phonons : motivations et choix expérimentaux

### 1.5.1 Comparaison des différentes sondes

Pour mieux comprendre les excitations nucléaires collectives, il apparaît très important d'aller au-delà du deuxième phonon pour étudier un état à trois phonons. L'état à trois phonons existe-t-il ? Est-il harmonique ? L'existence d'états à trois phonons confirmerait définitivement l'interprétation de ces états en termes de spectre vibrationnel. De plus l'amplitude de vibration augmente avec le nombre de phonons, l'étude de ces modes est un moyen puissant d'appréhender les mouvements collectifs de grande amplitude dans les noyaux. C'est un terrain d'étude privilégié pour les théoriciens. En effet, les vibrations

harmoniques sont calculées théoriquement via des approximations de petites amplitudes (RPA).

La détection de trois photons en coïncidence pour observer un état à trois RGD n'est pas envisageable en raison du faible rapport de branchement de cette décroissance triple ( $10^{-6}$ ). Les réactions d'échange de charge sont bien sûr limitées à l'étude des états à deux phonons. Les conditions optimales pour mesurer l'état à trois phonons dipolaires sont réunies par les expériences d'excitation électromagnétique par collisions d'ions lourds d'énergie relativiste, mais la signature d'un état à trois phonons requiert un appareillage expérimental plus performant. En effet, la section efficace d'un état (RGD)<sup>3</sup> serait environ 10 fois plus petite que celle de la (RGD)<sup>2</sup>, soit 5-10 mb/MeV, ce qui est du même ordre de grandeur que la queue de distribution de l'état à deux phonons. Une des meilleures possibilités aujourd'hui pour observer un état à trois phonons collectifs est d'utiliser les collisions d'ions lourds d'énergie intermédiaire et la méthode de l'énergie manquante en détectant les trois particules émises par décroissance directe [28]. Il s'agirait alors d'un état à trois phonons construits avec la RGQ. Nous avons besoin pour cela d'un détecteur de particules chargées de grande efficacité.

### 1.5.2 Choix expérimentaux

Le  $^{40}\text{Ca}$  est le noyau dans lequel la signature de la (RGQ)<sup>2</sup> est la plus claire. Le  $^{40}\text{Ca}$  décroît préférentiellement par protons. C'est un avantage car l'efficacité de détection des particules chargées est meilleure que celle des neutrons. Les premiers états excités des noyaux fils  $^{39}\text{K}$ ,  $^{38}\text{Ar}$  et  $^{37}\text{Cl}$  sont bien séparés en énergie. Ce noyau semble donc être le candidat privilégié pour signer la (RGQ)<sup>3</sup>. La RGQ y a été étudiée par diverses méthodes expérimentales, par diffusion inélastique d'électrons [80, 81, 82], par diffusion inélastique d'alphas [83, 84], par diffusion inélastique de protons [85], et bien sûr par diffusion inélastique d'ions lourds aux énergies intermédiaires. Le taux de décroissance directe de la RGQ est évalué à 30%. D'autre part un autre état à deux phonons y a été observé, la (RGD)<sup>2</sup> par double échange de charge ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ) et ( $\pi^-$ ,  $\pi^+$ ). Ce noyau doublement magique se prête donc bien à l'étude de mouvements collectifs vibratoires. De plus de nombreux calculs théoriques incluant ou non les anharmonicités ont été effectués sur ce noyau [23, 86, 87], prédisant les énergies des états multiphonons. Les probabilités d'excitation de diverses réactions, dont  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  à des énergies incidentes allant de 10 à 100 A.MeV, sont calculées semi-classiquement. Les états excités sont calculés par la RPA et les excitations nucléaire et coulombienne des états de basse énergie ainsi que des RG de la cible et du projectile sont prises en compte. Ces calculs étudient notamment le nombre de phonons excités en fonction de l'énergie incidente du projectile au voisinage de l'angle d'effleurement [23] et indiquent la présence de structures de haute énergie dues à l'excitation d'états multiphonons dans le spectre inélastique, et situés à des énergies multiples de la RGQ (cf. figure 1.20). Le choix d'un projectile de  $^{40}\text{Ca}$  permet d'étudier le même

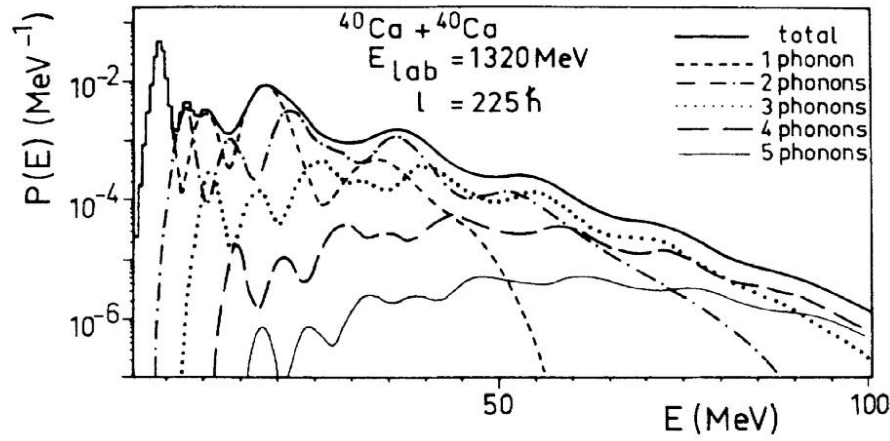


FIG. 1.20: Probabilités des différents nombres de phonons excités dans la réaction de diffusion inélastique  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  à 33 A.MeV au voisinage de l'angle d'effleurement [23].

système que précédemment [70],  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  à 50 A.MeV, ce qui apporte des points de repère expérimentaux supplémentaires.

Nous allons nous pencher sur le dispositif expérimental nécessaire pour la mesure de la (RGQ)<sup>3</sup>. Nous avons besoin d'un détecteur  $4\pi$  de particules chargées pour détecter les trois protons de la décroissance directe de la (RGQ)<sup>3</sup>. La communauté INDRA a rendu possible cette expérience en nous prêtant une partie du multidétecteur INDRA. INDRA est composé de 17 couronnes symétriques autour de l'axe du faisceau (cf. fig. 2.21) sur lesquelles sont placés trois étages de détection, chambre d'ionisation, Silicium, et Scintillateurs CsI, soit 336 cellules de détection indépendantes. Il couvre 91 % de l'angle solide total. Nous n'utilisons pour l'expérience que les scintillateurs CsI(Tl) des couronnes 6 à 17 du multidétecteur INDRA, soit environ 89 % de l'angle solide total. Les angles situés à l'arrière dans le référentiel du laboratoire sont presque totalement couverts ce qui permet de sélectionner les excitations de la cible. Comparé aux expériences précédentes utilisant les multidétecteurs PACHA ou EDEN, un grand facteur sur la statistique des événements multiples est gagné : environ 80 % des événements à deux protons en coïncidence avec l'éjectile seront complètement détectés, et plus de 65 % des événements à trois protons émis en coïncidence avec l'éjectile seront complètement détectés. L'éjectile sera identifié dans le Spectromètre à Perte d'Énergie GANIL. La perte d'énergie sera ainsi mesurée avec une très bonne résolution ( $\sim 10^{-4}$ ), ce qui permet de construire l'énergie manquante et de distinguer les états de trou des noyaux fils de la cible étudiée.

## Chapitre 2

# Présentation de l'expérience et étalonnages

*"L'un de nos plaisirs était d'entrer dans notre laboratoire durant la nuit. Nous pouvions alors voir autour de nous, le halo lumineux des récipients qui contenaient nos produits." Marie Sklodowska-Curie*

*Dans ce chapitre je présente l'expérience e336 menée au GANIL. Cette expérience a réuni pour la première fois le spectromètre SPEG (Spectromètre à Perte d'Energie GANIL) et une partie du multidétecteur INDRA (Identification de Noyaux avec Détection et Résolution Accrue), dans le but d'observer et de mesurer les caractéristiques de l'état à trois phonons quadrupolaire dans le  $^{40}\text{Ca}$ . Dans un premier temps je présenterai l'électronique de l'expérience, puis les deux systèmes de détection utilisés et leurs caractéristiques générales. Enfin je détaillerai l'analyse hors ligne des événements enregistrés dans le but d'en tirer des variables physiques exploitables.*

## 2.1 Introduction

L'objectif de cette expérience est d'étudier l'état à trois phonons construit avec la résonance géante quadrupolaire dans le  $^{40}\text{Ca}$  en employant la méthode de l'énergie manquante pour isoler la décroissance directe de l'état à trois phonons, sa signature. Comme il est expliqué au chapitre 1, le nombre de particules émises par décroissance directe est égale au nombre de phonons excités. Il faut donc s'attendre à une émission de trois protons par le  $^{40}\text{Ca}$ . Le mécanisme de diffusion inélastique sera utilisé pour exciter les modes collectifs. Pour privilégier la voie inélastique, c'est à dire un éjectile identique au projectile, il faut identifier l'éjectile dans le spectromètre SPEG. Les événements intéressants pour l'étude de l'état à trois phonons résultent de la détection en coïncidence de trois protons et de l'éjectile. Le multidétecteur INDRA est utilisé pour détecter les multiples particules légères émises. INDRA, qui couvre 89% de  $4\pi$ , possède une grande efficacité pour la détection des événements multiples. De façon à confirmer et compléter les informations sur l'état à deux phonons observé dans le  $^{40}\text{Ca}$ , l'électronique de l'expérience sera configurée telle que seuls seront acceptés les événements qui contiennent au moins deux particules chargées en coïncidence avec l'éjectile.

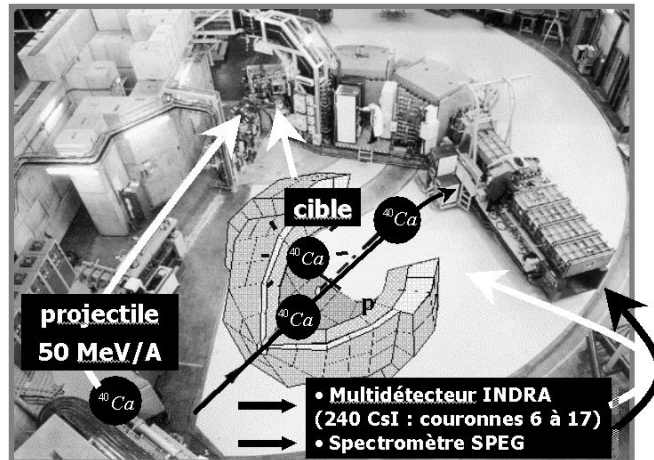


FIG. 2.1: Vue schématique du multidétecteur INDRA dans l'aire expérimentale du spectromètre SPEG.

Dans ce chapitre, nous allons présenter successivement la production du faisceau, les systèmes de détection et l'électronique qui leur est associée. Ensuite, nous étudierons la transformation des informations brutes en données physiques exploitables.

## 2.2 Faisceau et cible

Le faisceau de  $^{40}\text{Ca}$  est produit à partir d'une source ECR (Electron Cyclotron Resonance Source). Le principe des sources ECR [88] est basé sur l'ionisation par collisions électroniques. Un plasma est maintenu par des champs magnétiques résultant d'un so-

lénôïde (confinement axial) et de champs multipolaires (confinement radial). Un champ électrique radio-fréquence est appliqué dans le plasma et les électrons gagnent de l'énergie à chaque fois qu'ils passent dans une zone où la relation suivante est satisfaite :  $\nu_{RF} = \nu_{ECR} = eB_{ECR}/(2\pi m_e)$ . Nous avons bénéficié lors de notre expérience des progrès récents de la technique de production du faisceau de calcium. En effet, avant l'année 2000, le calcium était disponible sous forme d'oxyde. Un micro four était utilisé pour la réaction à 1100 degrés  $3\text{CaO} + 2\text{Al} \rightarrow 3\text{Ca} + \text{Al}_2\text{O}_3$ , et ainsi produire les vapeurs de calcium à ioniser. Début 2000, une nouvelle technique a été développée afin d'augmenter l'intensité des faisceaux de  $^{48}\text{Ca}$ . Pour cela, des essais ont débuté avec du calcium naturel sous forme métallique placé directement dans le microfour à 600 degrés. Le microfour a également été fiabilisé et optimisé. Nous avons donc bénéficié de ces avancées lors de notre expérience, notamment d'une meilleure stabilité de la source. Les ions sont ensuite préaccélérés dans un cyclotron compact C01 ou C02 à quelques centaines de keV puis injectés dans le premier cyclotron à secteurs séparés CSS1 (figure 2.2). Leur passage dans une feuille mince de Carbone augmente leur état de charge. Ils sont enfin accélérés dans le second cyclotron à secteurs séparés CSS2. Leur énergie cinétique finale s'étale de 10 à 100 A.MeV selon l'expérience. L'énergie de notre faisceau est de 50 A.MeV et son intensité est d'environ 1 nAe soit  $3.10^8$  particules par seconde de  $^{40}\text{Ca}^{19+}$ .

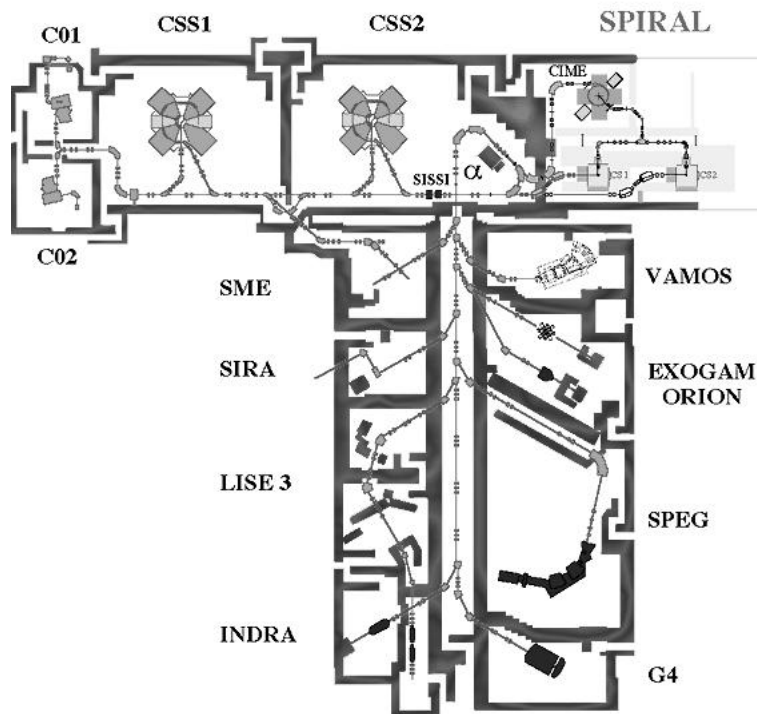


FIG. 2.2: Accélérateurs et aires expérimentales du GANIL.

Nous avons choisi une cible de  $^{nat}\text{Ca}$ , constitué de 96.9% de  $^{40}\text{Ca}$ , 2.1% de  $^{44}\text{Ca}$  et de  $^{42,43,48}\text{Ca}$ . Son épaisseur est de  $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  seulement, ce qui limite le straggling et permet de profiter pleinement de la résolution du spectromètre. Nous avons effectué des



tests préalables pour évaluer la tension maximale à mettre sur la cible pour limiter le bruit d'électrons dans les détecteurs CsI tout en limitant les claquages entre la cible et les détecteurs. Nous avons appliqué une tension de 20 kV. Un collimateur actif de diamètre 15 mm est positionné à environ 30 cm en amont d'INDRA afin de protéger les détecteurs les plus à l'arrière d'éventuelles queues de faisceau. La cible, facilement oxydable, est maintenue dans une petite enceinte remplie d'Argon avant d'être placée dans la chambre à cible du spectromètre remplie d'Argon. Le porte-cible utilisé n'est pas le porte-cible habituel mais le porte-cible incliné d'un angle de 45 degrés. Il porte trois cibles, une cible trou, une cible d' $^{197}\text{Au}$  de  $500 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  pour effectuer les calibrations angulaires et la cible de  $^{nat}\text{Ca}$  citée plus haut. La chambre à cible est ensuite rapidement mise sous un vide poussé dès que l'expérience commence.

### 2.3 Le Spectromètre à Perte d'Énergie GANIL

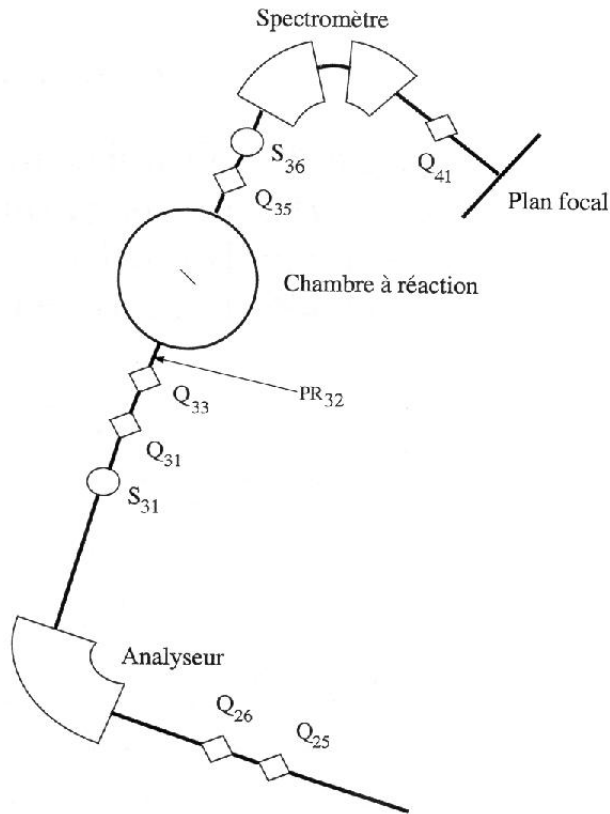


FIG. 2.3: La ligne de faisceau, l'analyseur et SPEG.

Le spectromètre SPEG (figure 2.3) est un spectromètre à perte d'énergie [89] [90]. Couplé à une ligne d'analyse dont l'élément principal est le dipôle D3P appelé Analyseur, ils constituent un système dit achromatique (figure 2.4) ; la position du noyau diffusé dans le plan focal du spectromètre est indépendante de l'angle de diffusion et de l'impulsion initiale du noyau. Cette position dépend seulement de la perte d'énergie de l'éjectile dans

la cible. En effet, avec un réglage approprié l'action dispersive de l'Analyseur sur les trajectoires correspondant à différentes impulsions est exactement compensée par l'action du spectromètre (figure 2.4). Le spectromètre est essentiellement constitué de deux qua-

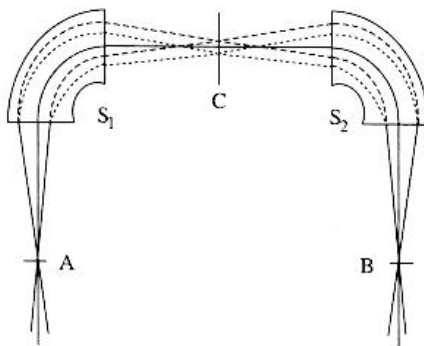


FIG. 2.4: Avec un spectromètre achromatique, les noyaux ayant perdu la même quantité d'énergie arrivent au même point du plan focal. Ainsi tous les noyaux ayant diffusé élastiquement sur la cible arrivent au point B (par exemple) et ceux qui ont perdu plus d'énergie seront focalisés en d'autres points du plan focal.

drupôles (focalisent le faisceau) ( $Q_{35}$  en entrée et  $Q_{41}$  en sortie), d'un sextupôle ( $S_{36}$ ) et de deux dipôles D4P1 et D4P2. Le spectromètre SPEG couvre un angle solide de 5 msr et bénéficie d'une acceptation en moment de 7%, ce qui correspond pour un noyau incident de  $^{40}\text{Ca}$  à 50 A.MeV à une plage en énergie d'excitation de 280 MeV. Sa résolution en impulsion optimale est  $\Delta p/p = 10^{-4}$  alors que la résolution du faisceau n'est que de environ  $10^{-3}$ . La rigidité magnétique maximale du spectromètre SPEG est 2.7 Tm. Son plan focal est doté d'un système de détection composé de deux chambres à dérive, une chambre d'ionisation et un détecteur plastique, qui permettent d'identifier en masse et en charge les noyaux diffusés dans le spectromètre et de mesurer leur perte d'énergie et leurs angles de diffusion.

### 2.3.1 Configuration du spectromètre utilisée

Pour notre expérience le spectromètre est positionné à 3 degrés. Son ouverture angulaire nominale est de  $\pm 2$  degrés dans le plan horizontal et  $\pm 2$  degrés dans le plan vertical. L'angle d'effleurement de la diffusion  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  étant 1.4 degrés, cette configuration du spectromètre nous permet de sélectionner les événements à l'angle d'effleurement et au-delà. En réalité, les lèvres mobiles, qui délimitent l'acceptance angulaire du spectromètre, ont été placées au-delà de l'ouverture nominale pour permettre le passage du faisceau. Notre acceptance angulaire est donc plus grande que l'acceptance nominale. Celle-ci s'étend de 0.1 à 5 degrés par rapport à l'axe du faisceau dans le référentiel du laboratoire.

### 2.3.2 Les chambres à dérive

Les chambres à dérive que nous avons utilisées ont été récemment installées [91] [92]. La position horizontale  $y$  est mesurée par des cathodes comptant 127 pistes équipée chacune d'une chaîne électronique. Dans les chambres à dérive précédentes, la position était mesurée à l'aide d'une ligne à retard. Dans la suite, nous abordons le principe général des détecteurs à gaz avant de décrire les chambres à dérive du SPEG.

#### Principe général d'un détecteur à gaz

Pour détecter des ions lourds on utilise des détecteurs à gaz basse pression ([93]). Le passage d'un ion dans le détecteur provoque l'ionisation des atomes du gaz. L'interaction entre les atomes du gaz et l'ion est essentiellement coulombienne. La perte d'énergie de l'ion dans le gaz se traduit par la création de paires électrons-ions. Pour empêcher ces paires de se recombiner un champ électrique règne dans le détecteur. Les électrons formés vont migrer vers l'anode et les ions chargés positivement vers la cathode sous l'action du champ électrique. On mesure la charge induite sur les électrodes par ce déplacement. On distingue plusieurs régimes selon la pression du gaz et l'intensité du champ électrique. Seuls le régime de dérive ou de chambre à ionisation et le régime proportionnel nous intéressent ici car les autres régimes (Geiger Müller et régime de claquage ou de décharge) ne permettent pas de mesurer la perte d'énergie de la particule incidente. Dans le premier cas, tous les électrons et les ions créés sont collectés sur leurs électrodes respectives sans amplification. La perte d'énergie dans le gaz est alors égale au nombre d'électrons produits multiplié par l'énergie de création de paire (23 eV dans l'isobutane). Dans le régime proportionnel, les électrons accélérés par le champ électrique appliqué acquièrent assez d'énergie pour ioniser d'autres molécules de gaz, le nombre d'électrons s'accroît exponentiellement avec le champ appliqué mais le nombre final reste proportionnel à la perte d'énergie de l'ion initial dans le gaz.

#### principe des chambres à dérive de SPEG

Elles se composent de deux zones distinctes [94] (voir schéma de principe 2.5) :

- une zone de champ uniforme, appelée zone de dérive, située entre une cathode portée à un potentiel  $-V_2$  et une grille de Frisch ;
- une zone d'amplification autour d'un fil d'anode porté à un potentiel  $+V_1$ , qui n'est autre qu'un compteur proportionnel.

Un schéma d'une des deux chambres à dérive de SPEG est représenté sur la figure 2.6 [95, 92]. Le gaz utilisé est de l'isobutane  $C_4H_{10}$  à 20 mbar. Les électrons issus des paires formées dérivent jusqu'à la grille de Frisch (champ réduit de 3.3 V/cm/torr ici). Cette grille, disposée entre les électrodes, est soumise à une tension intermédiaire entre  $-V_2$  et  $V_1$ . Son rôle est celui d'un écran électrostatique, elle masque à l'anode le mouvement des

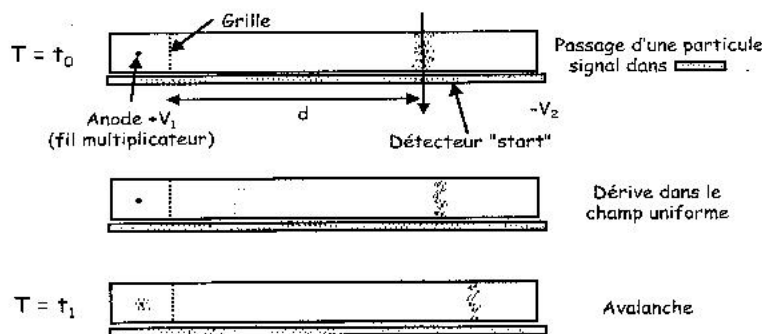


FIG. 2.5: schéma de principe d'une chambre à dérive [94].

électrons dans la zone située entre cathode et grille. Ainsi il apparaît un signal induit sur l'anode seulement à partir de l'instant où les électrons ont franchi la grille. Pour un dépôt d'énergie donné, la dépendance de la charge induite par les électrons avec la position d'impact de la particule incidente est levée. Les électrons sont ensuite accélérés vers les fils d'anode (polarisés à 550 V dans notre cas), c'est la zone d'amplification, de nouvelles paires électron-ion sont formées (ionisation en avalanche) et les ions sont repoussés vers la cathode à piste et la grille de Frisch. Le mouvement des ions induit un signal sur les pistes. La position de l'avalanche est déduite de façon précise de la forme (largeur, centroïde) de la distribution de charges induite sur les pistes. La mesure de la position horizontale de l'ion incident est faite en reconstruisant le centroïde de la distribution de charge induite sur les pistes. La chambre à dérive est systématiquement associée à un autre détecteur, de préférence rapide, qui donne le temps de passage de la particule incidente et donc le point de départ de la mesure de temps de dérive, à  $T=t_0$ . La mesure du temps écoulé entre l'apparition d'un signal dans le détecteur start, ici le plastique du SPEG, et à l'anode permet de localiser le point de passage de la particule dans la direction verticale :  $d = v_d(t_1 - t_0)$ , où  $v_d$  est la vitesse de dérive des électrons (constante), et  $t_1$  est le temps d'arrivée de ceux-ci au voisinage du fil d'anode. La vitesse de dérive des électrons est comprise entre 1 et 5  $cm/\mu s$  sous un champ accélérateur de 1 kV/cm, celle des ions est de 1  $cm/ms$  sous le même champ.

#### description d'une chambre à dérive de SPEG

La largeur utile d'une chambre à dérive de SPEG est de 70 cm pour une hauteur de 10 cm (distance entre la cathode portée à une tension de 800 V et la grille de Frisch). Les fils amplificateurs sont placés à 1 cm de la grille de Frisch et à 5 mm de la cathode à pistes. Chaque cathode est partagée en deux rangées de pistes décalées l'une par rapport à l'autre d'une demi piste et séparées de 1 mm. Chaque rangée comporte 127 pistes de 5.5 mm de large et de 5 cm de long. L'interpiste mesure 0.5 mm. Chacune des pistes est reliée à un

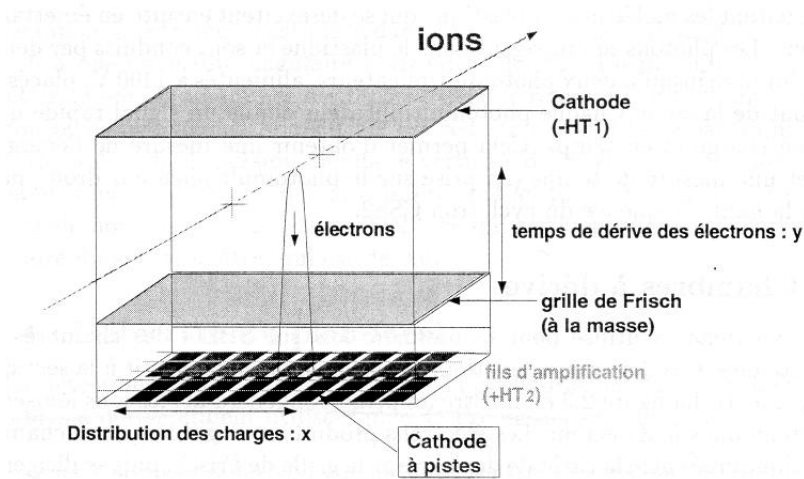


FIG. 2.6: schéma descriptif d'une chambre à dérive de SPEG.

préamplificateur de charge (PAC) de 250 mV/MeV sauf les pistes extrêmes qui sont mises à la masse. Le signal, après pré-amplification est envoyé dans les cartes électroniques au standard VXI pour être mis en forme et codé. La grille de Frisch est constituée de 46 fils espacés entre eux de 2.54 mm et de diamètre 100  $\mu m$ . Dans la zone d'amplification, il y a 10 fils proportionnels espacés de 1 cm et de diamètre 20  $\mu m$ , répartis en deux groupes de 5 pour être chacun associé à une rangée de pistes de la cathode (cf. [92] pour plus de détails).

### 2.3.3 La chambre de Bragg

Elle sert à mesurer une perte d'énergie afin d'identifier les ions en Z. Elle est composée d'une enceinte d'isobutane soumise à une pression variant de 200 à 1000 mbar selon les ions incidents. Pour notre expérience il y régnait une pression de 400 mbar. Son principe de fonctionnement est celui d'un détecteur à gaz dans le régime de chambre d'ionisation (cf. plus haut). Sa surface utile est de 70 cm de largeur sur 12 cm de haut, avec une profondeur de 70 cm. Les fenêtres d'entrée et sortie sont des feuilles de kapton de 75  $\mu m$  d'épaisseur. Elle est divisée en compartiments par 17 feuilles de mylar métallisées sur les deux faces séparées de 4.3 cm et disposées perpendiculairement au faisceau, rendant le signal indépendant de la trajectoire de l'ion incident. Grâce à ce dispositif, le temps de dérive des électrons libérés est limité, et les recombinaisons minimisées. Plusieurs mesures de perte d'énergie sont également possibles.

### 2.3.4 Le détecteur Plastique scintillant

Le détecteur plastique du SPEG est un détecteur à scintillations de type NE102A (réponse rapide :  $\tau = 2.4 ns$ ) de 72 cm de large, 15 cm de haut et 2 cm d'épaisseur. Les photons émis par le plastique scintillant se propagent vers les deux guides de lumière

de chaque côté du détecteur, reliés à des PhotoMultiplieurs (signaux en sortie PLD et PLG). Il est placé au bout de la chaîne de détection à 16.626 m de la cible. Sa résolution en temps de 350 ps permet de faire des mesures de temps de vol des ions par rapport à la haute fréquence (HF) du cyclotron CSS2. Cette mesure donne accès au rapport Masse M sur charge Q des ions, qui sont arrêtés dans le plastique. On se sert de quatre équations pour obtenir la masse et le numéro atomique de l'ion détecté.

- $B\rho = P/Q$ , où  $B\rho$  est la valeur de la rigidité magnétique du spectromètre fixée pour l'expérience ;
- $v = L/T_{vol}$  où L est la distance parcourue par l'ion jusqu'au détecteur plastique ;
- $E \propto Mv^2$
- $\Delta E \propto AZ^2/E$

Le numéro atomique est obtenu grâce à la perte d'énergie de l'ion incident dans la chambre de Bragg combinée à la mesure de la vitesse de l'ion donnée par son temps de vol jusqu'au plastique,  $Z \propto \sqrt{v^2 \Delta E} \propto \sqrt{\Delta E}/T_{vol}$ . En réalité, on utilise la formule empirique  $Z \propto \sqrt{\Delta E}/(T_{vol}^{0.73})$ , qui permet de reproduire les pertes d'énergie. Grâce à la mesure du numéro atomique de l'ion donnée par la chambre d'ionisation, on identifie en masse et en charge les ions entrés dans le spectromètre. (cf. fig. 2.7 matrice d'identification). On obtient le rapport M/Q grâce au temps de vol et à la rigidité magnétique du spectromètre :  $M/Q = B\rho/L * T_{vol}$ . Le plastique fournit également une mesure de la l'énergie résiduelle E de l'ion arrêté dans le détecteur après avoir traversé les chambres à dérive et la chambre d'ionisation. Couplée au temps de vol de la particule, on peut mesurer la masse de l'ion  $M = 2E/v^2 = 2T_{vol}^2 E/L^2$  mais cette mesure est moins précise car elle n'utilise pas le spectromètre.

## 2.4 L'électronique du SPEG

L'électronique du spectromètre utilise depuis peu deux standards, NIM/CAMAC et VXI (VME standard eXtension for Instrumentation), standard d'électronique compact qui utilise moins de modules électroniques, et fiabilise ainsi la prise de données. Les nouvelles chambres à dérive du spectromètre sont des chambres multivoies, le standard VXI leur est particulièrement bien adapté. Seules les chambres à dérive bénéficient du VXI lors de notre expérience. La partie NIM/CAMAC gère les données provenant de la chambre d'ionisation et du détecteur plastique. Les signaux temps et énergie des fils des chambres à dérive sont traités à la fois en CAMAC et en VXI pour assurer une double mesure. A l'heure actuelle, l'électronique du SPEG a été totalement convertie au standard VXI.

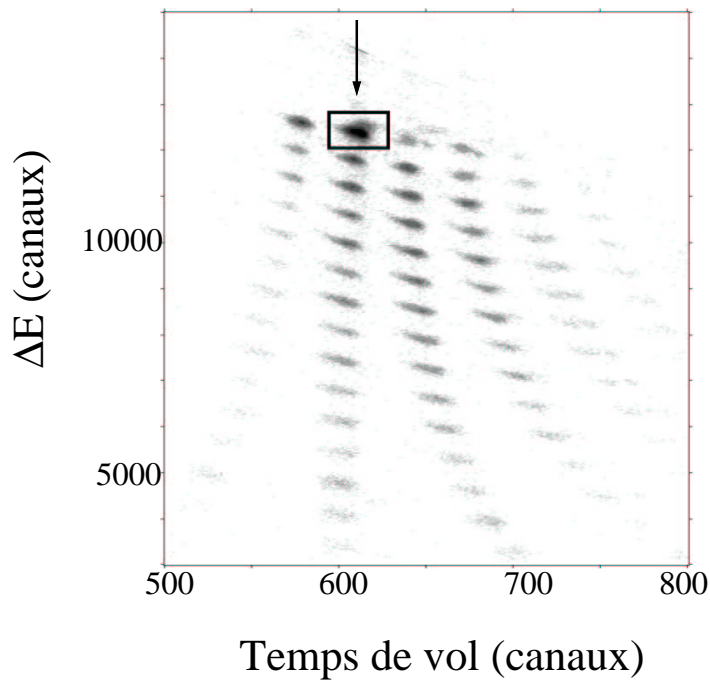


FIG. 2.7: Matrice d'identification (temps de vol, perte d'énergie) des éjectiles qui entrent dans le SPEG.

### Partie CAMAC

La partie CAMAC de l'électronique SPEG est représentée sur la figure 2.8. Un événement SPEG est caractérisé par 13 paramètres bruts en dehors des paramètres codés en VXI pour les chambres à dérive : AN, EPLG, EPLD, TPLG, TPLD, fil11, fil12, fil21, fil22, tpsfil11, tpsfil12, tpsfil21, tpsfil22. AN est le paramètre brut associé à la perte d'énergie de l'ion dans la chambre d'ionisation du spectromètre. EPLG et EPLD sont l'énergie résiduelle laissée par l'ion dans le plastique du spectromètre mesurée par le PhotoMultiplieur (PM) gauche et droit respectivement. TPLG et TPLD correspondent aux temps d'arrivée de l'ion dans le plastique mesurés par les deux PM par rapport au signal Haute Fréquence du cyclotron (HF). Les paramètres "fil" des chambres à dérive correspondent aux charges induites sur les fils anodiques par les électrons de dérive. Les paramètres "tpsfil" correspondent aux mesures de temps de dérive des électrons associés. Le signal proportionnel à la perte d'énergie de l'ion venant de la chambre à ionisation est d'abord amplifié dans un Amplificateur Linéaire. Un module appelé Linear Gate Stretcher recherche ensuite l'amplitude maximum du signal dans une porte constituée par le signal PLD (PLastique Droit), qui est ensuite codée dans un des deux ADC 812F (Analog to Digital Converter). Ceci permet de réduire l'effet d'éventuels bruits basse fréquence. Les signaux venant des PhotoMultiplieurs du plastique du SPEG sont envoyés dans un Discriminateur à Fraction Constante (DFC). Le signal logique en résultant sert de porte à un module appelé "Porte Leblanc" qui intègre le signal analogique, pour être codé dans

une voie de l'ADC et fournir à l'acquisition les signaux en énergie EPLG et EPLD. Pour coder les signaux temps fournis par le plastique du SPEG, les signaux des PM du plastique sont également envoyés dans un DFC, puis dans un Convertisseur Temps Amplitude (CTA) stoppé par une " HF propre ", pour être codés dans un ADC 812F (cf. schéma ??camacspeg)). La " HF propre " est définie comme suit. Le signal PLD est envoyé dans un DFC puis élargi à environ 100 ns, la Haute Fréquence du CSS2 également. On effectue un premier ET logique entre les 2 signaux sortant des DFC, puis on effectue un deuxième ET entre le premier ET et le signal HF retardé d'1/2 période. La HF propre permet de stopper le CTA seulement quand un signal de départ a été émis. De plus, grâce au second ET logique, le front de montée du signal est toujours synchrone de la HF.

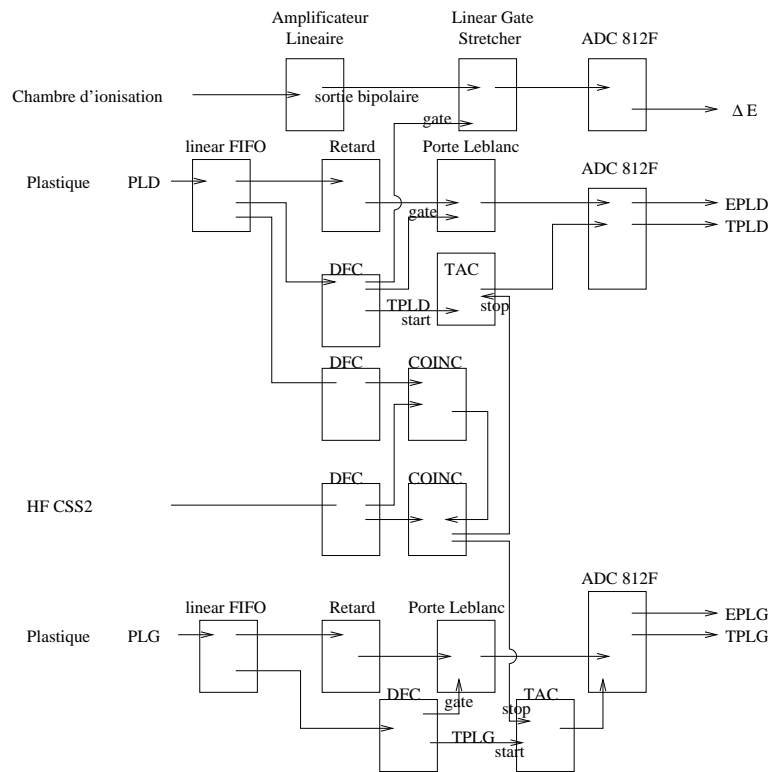


FIG. 2.8: L'électronique CAMAC de la chambre d'ionisation et du plastique du SPEG qui se trouvent dans le poste d'acquisition.

## Partie VXI

Les cartes VXI utilisées pour les chambres à dérive du SPEG sont 4 cartes SMP128X, une pour chaque rangée de 127 pistes, qui disposent chacune d'un Digital Signal Processor (DSP) organisant le stockage et le traitement des données. Ces cartes ont été conçues et fabriquées par le service Service d'Electronique Physique de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay en 1998. Le point de validation est déclenché par un signal externe qui est ici une coïncidence entre les signaux des fils de chaque chambre et le plastique. Ce



signal doit tomber dans un signal de porte, la fenêtre de validation, transmise par le SFC au module slot0 après acceptation de l'événement (cf. plus bas), pour réaliser le codage. Le codage s'effectue en deux étapes. Le signal est tout d'abord mis en forme par un amplificateur filtre. Un système bloqueur ("track and hold") maintient ensuite la hauteur du signal, à partir d'un instant fixé par rapport à l'arrivée du déclenchement initial. Un générateur de porte, commun à 64 voies par carte SMP, détermine cet instant. Les données provenant des pistes peuvent être traitées par le DSP selon plusieurs modes [92] :

- Le mode brut : les données sont envoyées directement à l'acquisition pour y être traitées, ce qui prend beaucoup de temps car on traite les 127 pistes. Ce mode est utilisé lors des calibrations.
- Le mode " seuillé " : les données sont transmises uniquement si elles dépassent le seuil défini par les utilisateurs.
- Le mode seuillé et calibré : les données sont calibrées (les gains sont ajustés entre les différentes pistes) puis transmises si elles sont supérieures à un seuil donné. Les coefficients de calibration sont chargés dans le DSP par les utilisateurs.

Les charges induites sur les fils ainsi que la température de chaque carte et le temps entre le plastique et les fils sont digitalisés. Celui-ci est égal à la différence entre le temps de dérive des électrons et le temps de vol des noyaux entre la chambre à dérive et le détecteur plastique. Il est utilisé pour déterminer la position verticale du point d'impact. Le stop des cartes VXI est réalisé par un ET logique entre le signal du plastique du SPEG et le Temps Mort (cf. schéma 2.9).

## 2.5 Etalonnage des signaux du SPEG

### 2.5.1 Identification des éjectiles

Comme nous l'avons vu précédemment, l'identification des noyaux dans SPEG est effectuée grâce à la mesure de la perte d'énergie dans la chambre d'ionisation et à la mesure du temps de vol avec le plastique. Il est cependant nécessaire de corriger le temps de vol mesuré car la longueur de la trajectoire de l'ion dans le spectromètre dépend de son angle de diffusion et de sa quantité de mouvement [91], [96]. Une fois ces corrections faites on obtient une matrice d'identification ( $T_{vol}, \Delta E$ ) des noyaux telle que la figure 2.7. On reconnaît la ligne  $A = 2Z$  indiquée par la flèche, sur laquelle se trouve le  $^{40}\text{Ca}$ , noyau encadré.

### 2.5.2 Reconstruction de la trajectoire - calibration en $B\rho$

#### Calcul de $x_{foc}$ , $\theta_{foc}$ , $\phi_{foc}$

L'ajustement des gains des préamplificateurs associés aux pistes est effectué pendant la préparation de l'expérience. Un générateur d'impulsions est branché sur les chambres

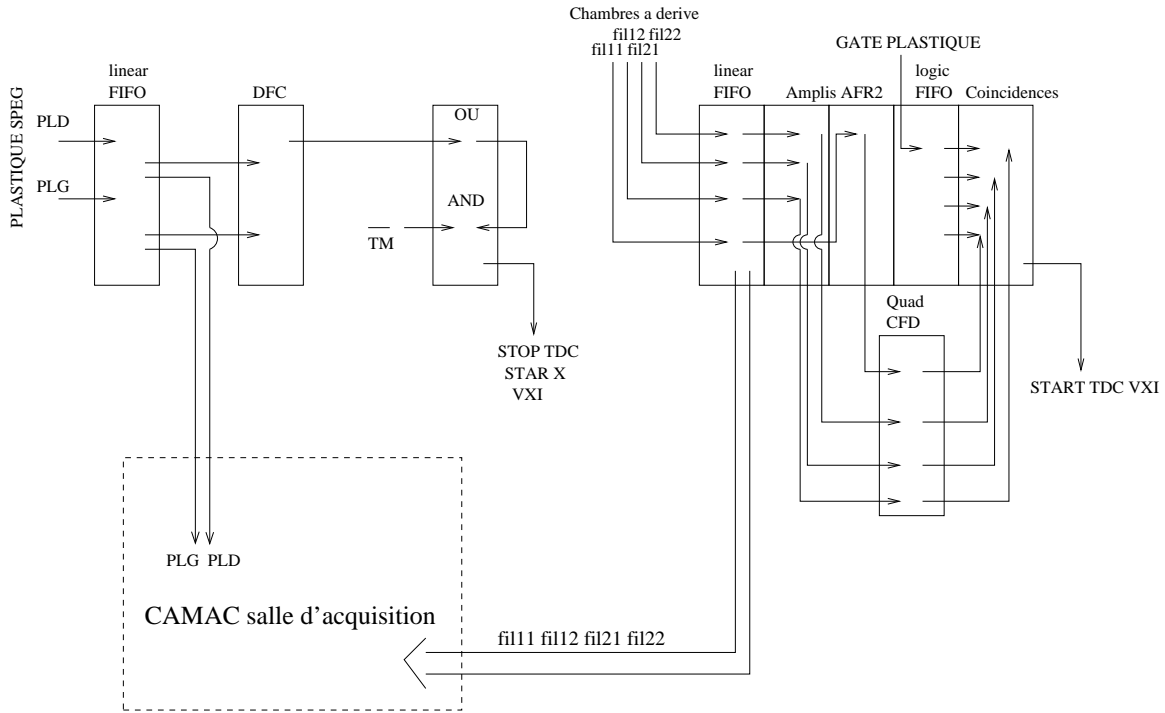


FIG. 2.9: Signaux de déclenchement des TDC des cartes VXI du SPEG, qui mesurent les temps de dérive des électrons dans les chambres à dérive.

à dérive et envoie des signaux sur les fils d'anode, qui vont induire une charge sur les cathodes à pistes. Les gains sont ajustés tels que la réponse des différentes pistes soit la même. Les coefficients de calibration sont chargés dans le DSP pour être utilisés tout au long de l'expérience. Pour calculer la position  $x_{foc}$  du noyau diffusé dans le plan focal du spectromètre (placé à 165 cm de la face de sortie du  $Q_{41}$  lors de notre expérience), on reconstruit les positions horizontales de l'ion sur chacune des cathodes à pistes des chambres à dérive. Ensuite, avec une simple régression linéaire, on calcule les coefficients de la droite  $X = A \times Z + B$  avec  $Z$  coordonnée dans la direction du faisceau, de laquelle on déduit  $x_{foc}$ . La première étape est de calculer les positions du noyau  $x_{11}$ ,  $x_{12}$ ,  $x_{21}$  et  $x_{22}$  associées à chaque cathode à pistes. La meilleure fonction pour représenter la forme de la charge déposée sur les pistes est la fonction sécante hyperbolique au carré (ref. [97] [98] [92]).

$$\Sigma(x) = \frac{a_1}{\cosh^2\left(\frac{\pi(x-a_2)}{a_3}\right)} \quad (2.1)$$

Le nombre moyen de pistes sur lesquelles s'étale la charge déposée par le passage du noyau est 10. Avec la méthode de la Sécante Hyperbolique au Carré (SECHS), on utilise les trois pistes correspondantes aux plus grandes fractions de la charge déposée pour calculer les trois paramètres  $a_1$  (normalisation arbitraire),  $a_2$  et  $a_3$ . La position du centroïde

$a_2$  de la distribution de charge est alors :

$$a_2 = \frac{a_3}{\pi} \times \tanh^{-1} \left( \frac{\sqrt{\frac{Q_1}{Q_3}} - \sqrt{\frac{Q_1}{Q_2}}}{2 \times \sinh\left(\frac{\pi w}{a_3}\right)} \right) + x_c \quad (2.2)$$

avec  $x_c$  position du strip le plus touché,  $w$ =largeur d'un strip = 6 mm,  $Q_1$  = charge maximale déposée sur une piste,  $Q_2$  = charge déposée sur la piste située à droite de la piste sur laquelle se trouve la charge maximale,  $Q_3$  = charge déposée sur la piste située à gauche de la piste sur laquelle se trouve la charge maximale. La largeur  $a_3$  de la distribution est donnée par :

$$a_3 = \frac{\pi w}{\cosh^{-1} \left( \frac{1}{2} \left( \sqrt{\frac{Q_1}{Q_3}} + \sqrt{\frac{Q_1}{Q_2}} \right) \right)} \quad (2.3)$$

La méthode de la Sécante Hyperbolique au Carré est celle qui induit les plus petites erreurs systématiques. L'erreur systématique maximale est de 60  $\mu m$  soit 12 keV sur l'énergie d'excitation, ce qui reste inférieur à l'erreur commise par la méthode du centre de gravité à 3 pistes, même après corrections au 1<sup>er</sup> ordre (cf. [92]).

Lors de notre expérience, deux pistes dans les chambres à dérive étaient défailtantes. Nous avons mis au point un algorithme de reconstruction des fractions de charges déposées sur ces pistes. La solution que nous avons adoptée pour reconstruire la charge déposée en ne disposant que des charges de deux pistes consécutives (au lieu de trois) est de fixer la largeur  $a_3$  de la distribution [92]. Ainsi, nous n'avons plus que deux paramètres à calculer. Nous avons préalablement vérifié que  $a_3$  ne variait pas beaucoup d'un événement à l'autre. Plusieurs catégories d'événements sont à distinguer. En effet il faut identifier la charge manquante comme étant  $Q_1$ ,  $Q_2$  ou  $Q_3$ . Pour cela, nous comparons les valeurs relatives des charges collectées sur les pistes voisines des pistes manquantes.

Sur les figures (2.10) et (2.11) sont représentées la matrice  $(xfoc, \theta foc)$  avant la " réparation " et après. On ne voit presque plus trace de la zone problématique. La position du pic élastique dans le plan  $(xfoc, \theta foc)$  au  $B\rho$  de l'expérience permet de constater que les données physiques seront très peu affectées par les strips manquants. En effet l'intervalle en  $xfoc$  que nous allons étudier est situé à gauche du pic élastique, où seule une petite partie de la zone touchée subsiste aux grands angles.

La position verticale dans chaque plan de pistes est obtenue à partir du temps de dérive des électrons dans les chambres à dérive, connaissant la vitesse de dérive des électrons (cf. plus haut). La mesure du temps de dérive des électrons commence quand le plastique est touché et se termine quand un signal arrive sur les fils amplificateurs. Une régression linéaire est ensuite effectuée pour trouver les caractéristiques de la droite  $y = f(z)$  et en déduire la position verticale de l'ion dans le plan focal  $y_{foc}$ , situé à 138 cm de la face de sortie du quadrupole  $Q_{41}$ .  $\theta_{foc}$  est déterminé à partir de la pente de la droite  $x=f(z)$  et  $\phi_{foc}$  à partir de la pente de la droite  $y=f(z)$ . Il faut ensuite s'assurer que la position  $xfoc$  du noyau diffusé dans le plan focal du spectromètre ne dépend pas de l'angle d'incidence

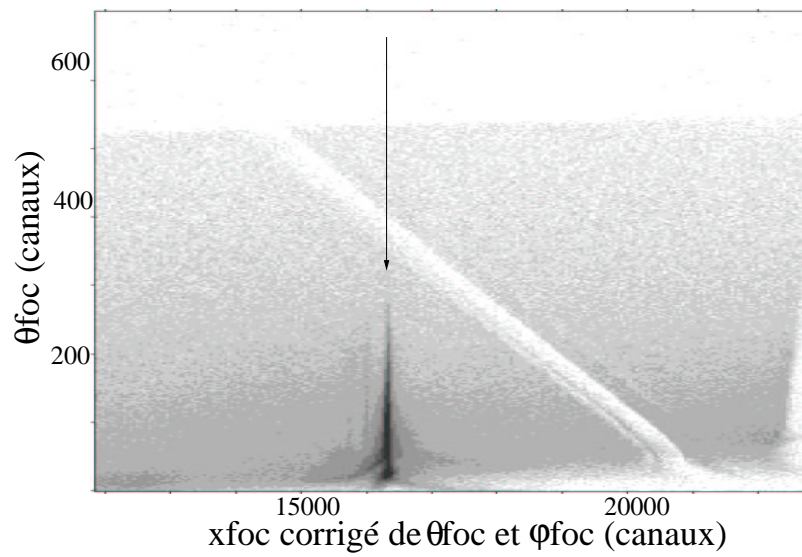


FIG. 2.10:  $\theta_{foc}$  en fonction de  $x_{foc}$  avant “réparation” des strips défaillants. Le pic noir est un pic de diffusion élastique  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ , effectué au  $B\rho$  de l’expérience.

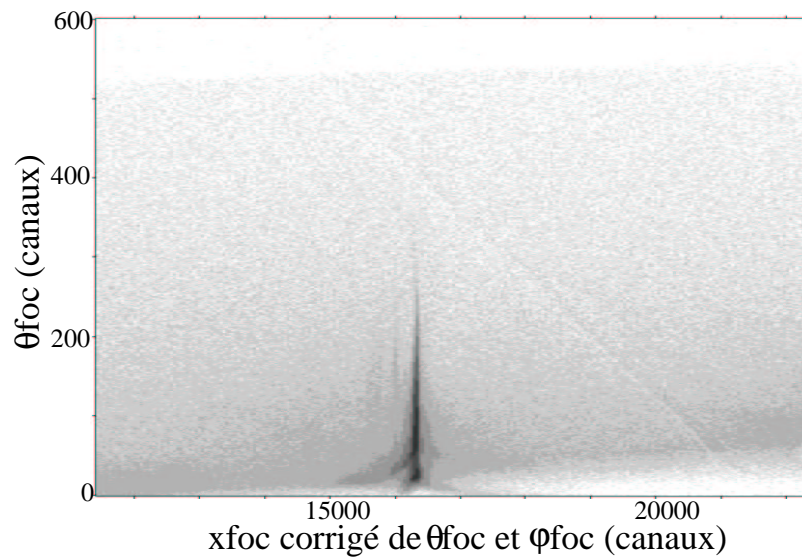


FIG. 2.11:  $\theta_{foc}$  en fonction de  $x_{foc}$  après réparation.

de la particule  $\theta_{foc}$ . La figure 2.12 montre que  $x_{foc}$  dépend de  $\theta_{foc}$ . La dépendance est très prononcée aux petits  $\theta_{foc}$  car l'on est situé au-delà de l'acceptance nominale du spectromètre (moins de 1 degré alors que le spectromètre est positionné à 3 degrés). La première étape est d'affiner la valeur de la position du plan focal  $z_{foc}$  qui varie avec la cinématique de la réaction afin que, sur la matrice  $(x_{foc}, \theta_{foc})$ ,  $x_{foc}$  ne dépende pas de  $\theta_{foc}$  au premier ordre. Avec un fit polynomial, la matrice est ensuite corrigée des non-linéarités. La dépendance de  $x_{foc}$  en  $\theta_{foc}$  ne dépend pas de la rigidité magnétique du spectromètre.

$$x_{foc}' = x_{foc} - (a_1 \times \theta_{foc}^6 + a_2 \times \theta_{foc}^5 + a_3 \times \theta_{foc}^3 + a_4 \times \theta_{foc}^2 + a_5 \times \theta_{foc} + a_6 - x_{foc\text{élastique}}) \quad (2.4)$$

La matrice  $(x_{foc}, \theta_{foc})$  après correction est montrée sur la figure (2.13). Aux petits  $\theta_{foc}$ , le pic de diffusion élastique s'élargit. Cette zone correspond aux angles situés en dehors de l'acceptance nominale du spectromètre.

De même  $x_{foc}$  dépend de  $\phi_{foc}$  (cf. figure (2.14)), mais cette fois-ci la dépendance n'est pas toujours la même selon la région en  $x_{foc}$  observée. Nous avons effectué un fit polynomial pour chaque région en  $B\rho$  puis fitté la dépendance de ces paramètres en rigidité magnétique.

$$x_{foc}' = x_{foc} - (a \times (\phi_{foc} - b)^2 + c - x_{foc\text{élastique}}) \quad (2.5)$$

Le résultat de cette correction est présenté sur la figure (2.14) à droite. La dépendance de  $x_{foc}$  en fonction de  $\phi_{foc}$  n'est plus visible.

### Calibration en $B\rho$

Pour calibrer le plan focal en énergie (perdue par le projectile), il faut calculer la correspondance entre la position en canaux  $x_{foc}$  du noyau détecté dans le plan focal et différentes valeurs de rigidité magnétique  $B\rho$  du spectromètre. Pendant l'expérience, cinq runs de diffusion élastique  $^{40}\text{Ca}$  sur  $^{40}\text{Ca}$  à différents  $B\rho$  ont été effectués entre 1.99 Tm et 2.12 Tm, le  $B\rho$  de l'expérience étant 2.05735 Tm. En relevant les positions des pics élastiques en canaux dans le plan focal ( $x_{foc}$ ) en fonction du  $B\rho$  correspondant on trouve une fonction  $\Delta B\rho \propto \Delta x_{foc}$ . La relation adéquate entre  $B\rho$  et  $x_{foc}$  dans notre expérience est un polynôme du 2<sup>nd</sup> ordre :

$$-\Delta B\rho \sim (a_1 \times \Delta x_{foc}^2 + a_2 \times \Delta x_{foc}) \quad (2.6)$$

$B\rho$  est ensuite associé à l'énergie d'excitation de la cible par un calcul de cinématique relativiste à deux corps. Le spectre inclusif obtenu est montré sur la figure (2.15). La résolution en énergie d'excitation obtenue avec le spectromètre est donnée par la largeur à mi-hauteur du pic de diffusion élastique  $\text{Ca} + \text{Ca}$ , elle est de 350 keV ( $\Delta p/p = 1.75 \cdot 10^{-4}$ ).

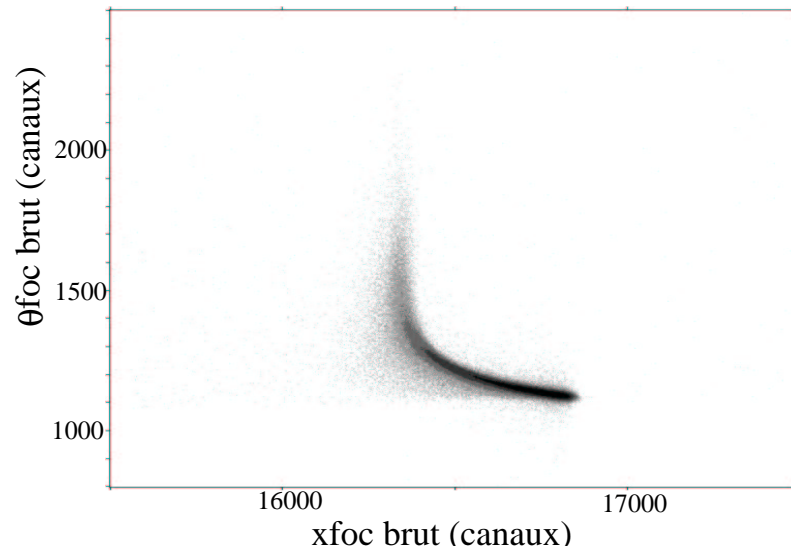


FIG. 2.12:  $\theta_{foc}$  en fonction de  $x_{foc}$  avant correction. Il s'agit d'un pic de diffusion élastique  $^{40}\text{Ca}$  sur  $^{40}\text{Ca}$ .

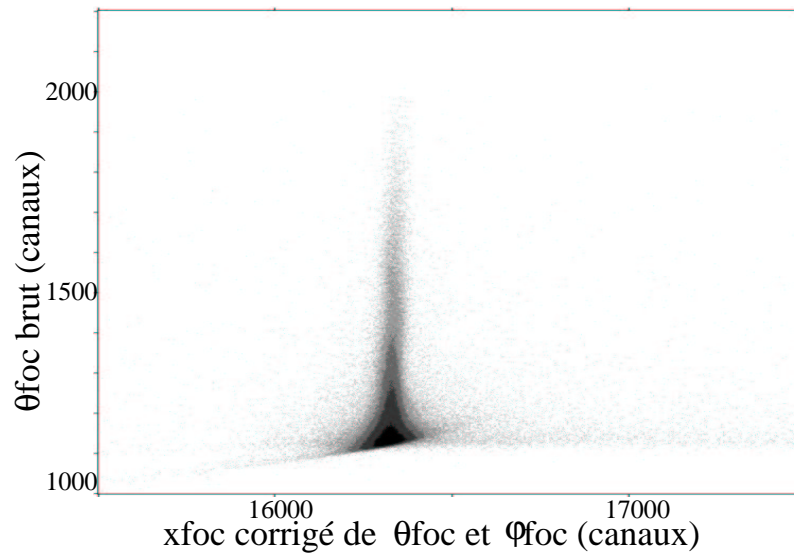


FIG. 2.13:  $\theta_{foc}$  en fonction de  $x_{foc}$  après redressement. A petits angles on voit que la résolution est moins bonne, ce sont les angles situés au-delà de l'acceptance angulaire du SPEG par les lèvres mobiles et qui subissent des aberrations magnétiques plus fortes.

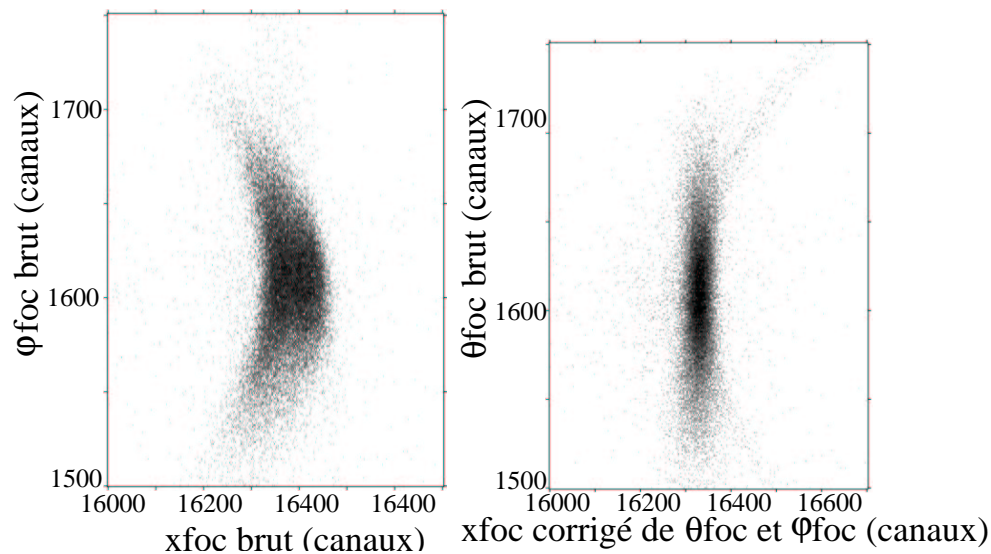


FIG. 2.14: Figure de gauche :  $x_{foc}$  en fonction de  $\phi_{foc}$  avant correction. Figure de droite :  $x_{foc}$  en fonction de  $\phi_{foc}$  après correction. Les points formant une courbe correspondent aux déformations dues aux petits angles  $\theta_{foc}$  en-deçà de l'acceptance angulaire nominale du spectromètre.

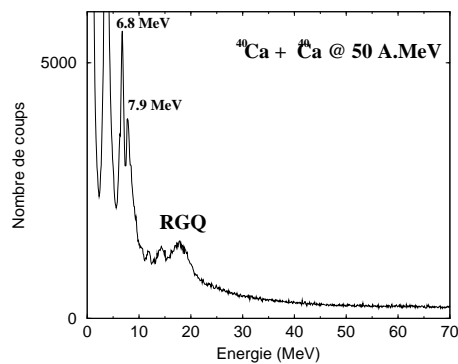


FIG. 2.15: Spectre inclusif de la diffusion de  $^{40}\text{Ca}$  à 50 A.MeV sur une cible de  $^{40}\text{Ca}$  avec une condensation de 100 keV, pour des angles de l'éjectile dans le référentiel du laboratoire entre 1.7 et 10 degrés.

### 2.5.3 Etalonnage angulaire

Pendant l'expérience, nous avons effectué des runs dédiés à la calibration angulaire en plaçant un "peigne" à l'entrée du spectromètre, comportant des trous espacés de 5 mm horizontalement et espacés de 10 mm verticalement. Son image avant corrections est présentée sur la figure (2.16). Ainsi en veillant à avoir une tache du faisceau sur la cible de petite taille, pour une rigidité magnétique  $B\rho$  donnée du spectromètre on peut trouver la correspondance entre les paramètres mesurés  $\theta_{foc}$  et  $\phi_{foc}$ , et les angles de diffusion. Sur la figure (2.16), est présentée la matrice  $(\theta_{foc}, \phi_{foc})$  pour le  $B\rho$  de l'expérience  $B\rho = 2.05529 \text{ Tm}$ . Les fonctions de transformation des paramètres bruts  $\theta_{foc}$  et  $\phi_{foc}$  en angles cinématiques sont :

$$\begin{aligned} \theta_{(degrés)} = & p_1 \times (\theta - \theta_0)^3 + p_2 \times (\theta - \theta_0) \times (\phi - \phi_0) + p_3 \times (\theta - \theta_0) + \\ & p_4 + p_5 \times (\phi - \phi_0) + p_6 \times (\theta - \theta_0)^2 \times (\phi - \phi_0) + \\ & p_7 \times (\theta - \theta_0)^3 \times (\phi - \phi_0) \end{aligned} \quad (2.7)$$

$$\begin{aligned} \phi_{(degrés)} = & p_1 \times (\phi - \phi_0) + p_2 \times (\theta - \theta_0) \times (\phi - \phi_0) + p_3 \times (\theta - \theta_0)^2 + \\ & p_5 \times (\phi - \phi_0)^3 \times (\theta - \theta_0)^2 + p_4 \times (\phi - \phi_0)^3 + \\ & p_6 \times (\phi - \phi_0)^2 \times (\theta - \theta_0)^2 + p_7 \times (\phi - \phi_0) \times (\theta - \theta_0)^2 + \\ & p_8 \times (\phi - \phi_0)^2 + p_9 \times (\theta - \theta_0) + \\ & p_{10} \times (\theta - \theta_0)^3 + p_{11} \end{aligned} \quad (2.8)$$

En outre les paramètres calculés ci-dessus dépendent de  $B\rho$ . On effectue donc un ajustement de ces paramètres en fonction de  $B\rho$ .

L'image du peigne après la calibration des angles est présentée sur la figure (2.17). Cette méthode nous fournit la correspondance entre  $\Delta\theta_{foc} \text{ (degrés)}$  et  $\Delta\theta_{foc(canaux)}$ , ainsi que  $\Delta\phi_{foc} \text{ (degrés)}$  et  $\Delta\phi_{foc(canaux)}$ . Pour obtenir une valeur de référence en  $\theta_{foc}$ , on utilise la distribution angulaire de l'état excité  $3^-$  à 3.74MeV du  $^{40}\text{Ca}$  qui est très sensible à l'angle de diffusion cf. figure (2.18).



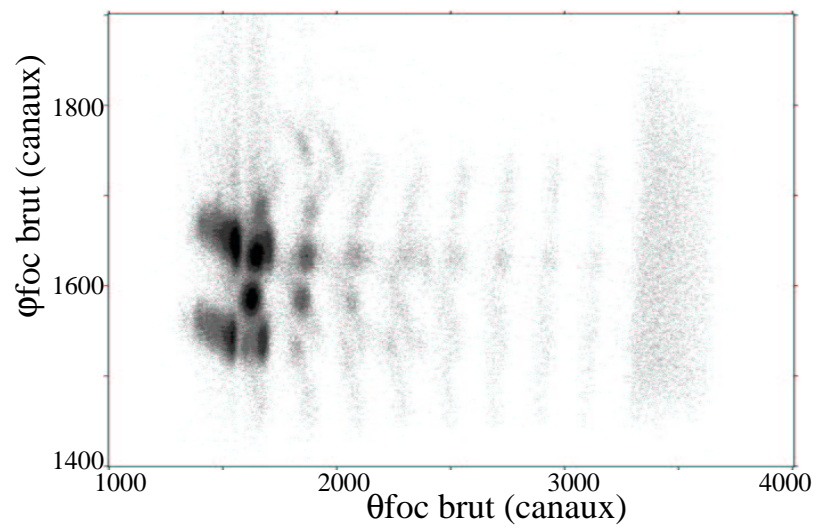


FIG. 2.16: Image du peigne dans le plan  $(\theta_{foc}, \phi_{foc})$  avant corrections, prise pour le  $B\rho$  de l'expérience.

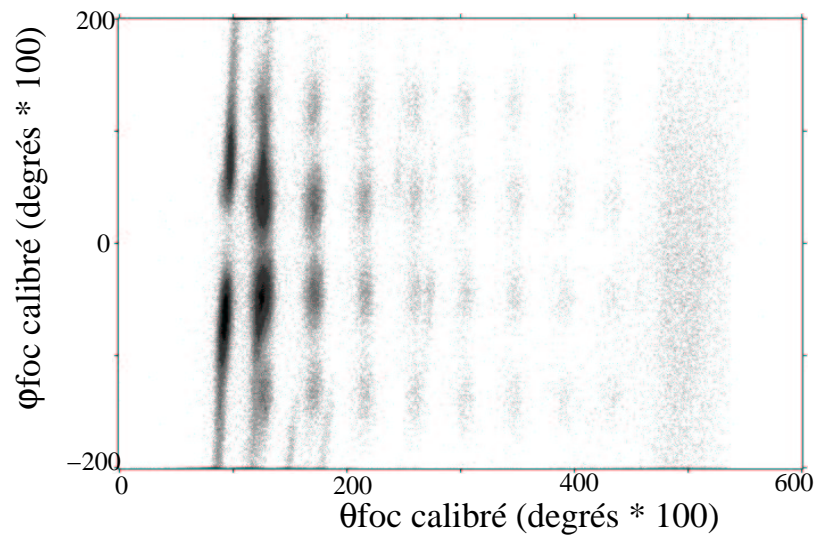


FIG. 2.17: Image du peigne dans le plan  $(\theta_{foc}, \phi_{foc})$  après corrections, prise pour le  $B\rho$  de l'expérience.

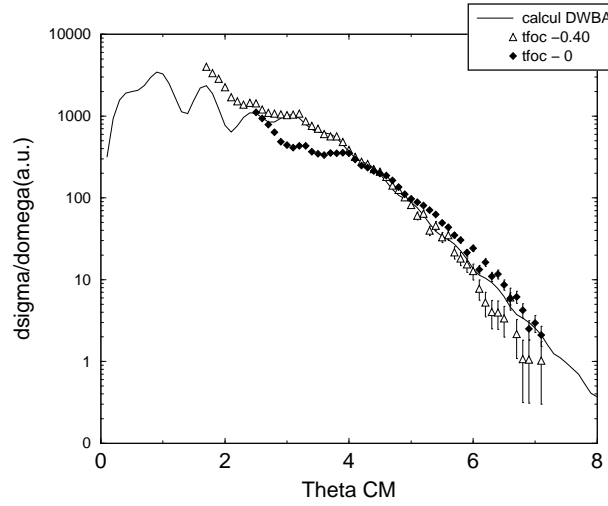


FIG. 2.18: Distribution angulaire de l'état excité 3- à 3.74 MeV du  $^{40}\text{Ca}$  tirée d'un calcul DWBA ([99]) comparée aux données expérimentales pour différents décalages de l'angle  $\theta_{foc}$ .

Nous disposons du résultat d'un calcul DWBA de la distribution angulaire de l'état 3- effectué avec le code ECIS79, qui utilise un potentiel optique déterminé sur la diffusion élastique expérimentale de la réaction  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  à 50A.MeV [99]. Ce calcul reproduit bien le résultat expérimental de la référence [99]. Il y a deux états proches en énergie du 3-, 2+ à 3.9MeV et 0+ à 3.35MeV mais leur section efficace est beaucoup plus faible que celle du 3- [100]. La calibration obtenue en  $\theta_{foc}$  est corroborée par l'étude de la diffusion élastique du  $^{40}\text{Ca}$  sur l'Hydrogène de la cible. L'angle sphérique maximum de l'éjectile atteint cinématiquement dans cette diffusion est 1.44 degrés dans le référentiel du laboratoire. Sur la figure (2.19) la diffusion sur l'H est clairement visible. Nous nous sommes assuré que l'angle maximal de la diffusion sur l'H mesuré correspondait bien à 1.44 degrés.

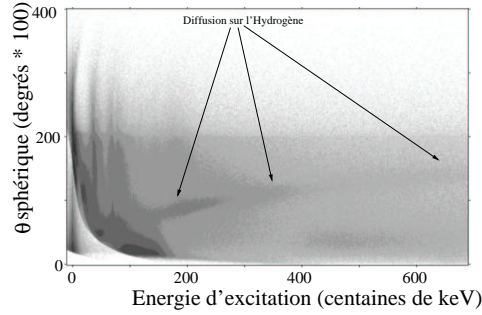


FIG. 2.19: Angle  $\theta_{sphérique}$  dans le référentiel du laboratoire de l'éjectile en fonction de l'énergie d'excitation calculée grâce au spectromètre ( $E^*$ ,  $\theta_{sphérique}$ ). Les événements correspondants à la diffusion élastique du  $^{40}\text{Ca}$  sur l'H sont indiqués par les flèches. L'angle maximum du  $^{40}\text{Ca}$  dans cette diffusion est de 1.44 degré.

Pour ajuster  $\phi_{foc}$ , nous utilisons les conditions de symétrie de la distribution angulaire par rapport au plan horizontal. La première calibration n'a été modifiée que très légèrement.

Nous avons imposé à  $\theta_{foc}$  une limite inférieure de 0.5 degrés et à  $\phi_{foc}$  l'intervalle  $[-2 : +2]$  degrés car le peigne utilisé ne nous permet pas d'étalonner les angles au-delà de ces limites.

La résolution angulaire en  $\theta_{foc}$  (respectivement en  $\phi_{foc}$ ) a été évaluée en sélectionnant une tranche en  $\phi_{foc}$  (respectivement en  $\theta_{foc}$ ) et en déconvoluant la taille angulaire du trou du peigne choisi dans la direction  $\theta_{foc}$  (respectivement  $\phi_{foc}$ ). La résolution obtenue est de 0.07 degrés en  $\theta_{foc}$  et de 0.22 degrés en  $\phi_{foc}$ .

## 2.6 Le multidétecteur INDRA

### 2.6.1 Introduction

INDRA, acronyme d'Identification de Noyaux avec Détection et Résolution Accrue, est né d'une collaboration entre le GANIL, le Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen, les Instituts de Physique Nucléaire de Lyon et d'Orsay et le DAPNIA de Saclay (figure (2.20)). Nous avons " détourné " le multidétecteur INDRA de sa vocation initiale le temps d'une expérience. INDRA est habituellement dédié à l'étude des collisions centrales (avec un paramètre d'impact  $b \ll R_{projectile} + R_{cible}$ ) [101]. Aux énergies de faisceau de quelques MeV par nucléon, les deux noyaux se fondent en un seul noyau qui est typiquement un " noyau chaud " à basse température ( $T \leq 1\text{-}2\text{MeV}$ ). On parle de " fusion complète ". Lorsque l'énergie de faisceau dépasse une dizaine de MeV par nucléon, seule une fraction des deux noyaux fusionne en un résidu excité, une partie de l'énergie est alors dissipée par émission de particules rapides en début de collision avant que la

fusion n'ait eu lieu (émission de pré-équilibre). Ces réactions de " fusion incomplète " produisent des noyaux chauds qui peuvent se désexciter par émission de nucléons voire de noyaux plus lourds. Des collisions binaires peuvent également avoir lieu. Dans ce type de collisions, les deux noyaux effectuent une collision profondément inélastique et sont fortement perturbés mais on retrouve deux noyaux chauds apparentés aux noyaux de départ en voie de sortie. A plus haute énergie le système formé, chaud et comprimé, peut se dilater suffisamment violemment pour casser le système en une multitude de noyaux de masses variées, on parle de " multifragmentation ". Pour des faisceaux d'énergie supérieure à 40-50 MeV par nucléon, les noyaux peuvent être " vaporisés " en un gaz de nucléons et éventuellement quelques noyaux légers. Lors du processus de multifragmentation, entre 5 et 10 fragments de masse intermédiaire de  $Z \geq 3$  sont émis, accompagnés de plusieurs dizaines de particules légères chargées. Sur le plan expérimental, étudier la multifragmentation nécessite de mesurer simultanément la masse, la charge et la vitesse de fragments massifs, avec des détecteurs couvrant la totalité de l'espace, comme INDRA (cf. fig. 2.20). La collaboration INDRA a pour objectif d'étudier le processus de désexcitation des noyaux chauds, le phénomène d'expansion-dilatation et les transitions de phase dans la matière nucléaire.

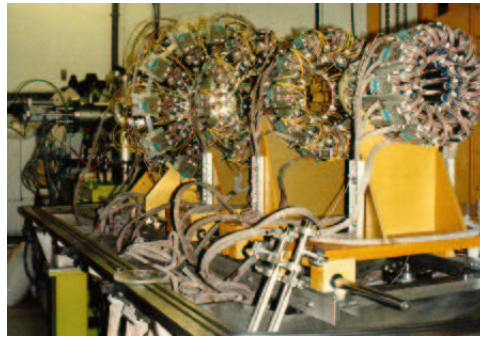


FIG. 2.20: Une photographie du multidétecteur INDRA.

tation des noyaux chauds, le phénomène d'expansion-dilatation et les transitions de phase dans la matière nucléaire.

Dans les paragraphes qui suivent, je décris brièvement le détecteur dans sa forme usuelle, puis je considère plus particulièrement sa configuration lors de notre expérience. L'identification des particules détectées et leur calibration en énergie sont ensuite détaillées.

### 2.6.2 Présentation brève du détecteur dans sa forme habituelle

INDRA est composé de 17 couronnes symétriques autour de l'axe du faisceau (cf. fig. 2.21) sur lesquelles sont placés trois étages de détection, chambre d'ionisation, Silicium, et Scintillateurs CsI, soit 336 télescopes. Sa granularité a été déterminée en imposant un taux de détections multiples inférieur à 5%. Il couvre 90% de l'angle solide total et dispose de seuils de détection très bas. Chaque couronne est divisée en 8, 12, 16 ou 24 cellules selon l'angle polaire auquel elle se trouve. La couronne 1 est composée de détecteurs

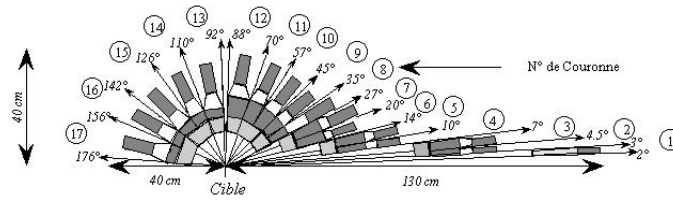


FIG. 2.21: Coupe verticale d'INDRA dans l'axe du faisceau. La disposition angulaire des 17 couronnes est présentée.

Silicium épais de  $300\ \mu\text{m}$  et de scintillateurs CsI, les couronnes 2 à 9 ( $3 \leq \theta \leq 45$  degrés) de chambres d'ionisation, de détecteurs Silicium épais de  $300\ \mu\text{m}$  et de scintillateurs CsI (figure 2.22), les couronnes 10 à 17 ( $45 \leq \theta \leq 176$  degrés) de chambres d'ionisation et de CsI. De plus un télescope de calibration constitué d'un Silicium de  $80\ \mu\text{m}$  d'épaisseur ainsi que d'un Si(Li) de 2 mm d'épaisseur a été placé sur chaque couronne arrière. A

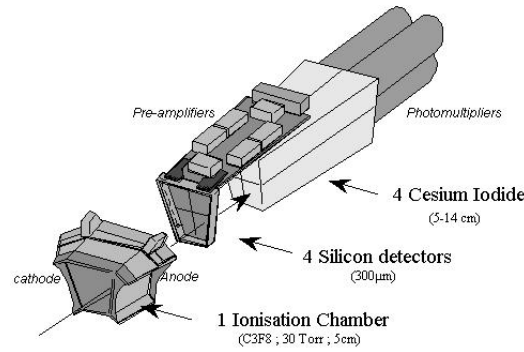


FIG. 2.22: Les trois étages de détection sur les modules des couronnes à l'avant couvrant les angles de 7 à 45 degrés par rapport à l'axe du faisceau.

l'avant, les matrices  $\Delta E - E$  entre les chambres d'ionisation et les Siliciums permettent d'identifier les particules jusqu'à  $Z=27$ . Aux angles arrière, ce sont des matrices  $\Delta E - E$  entre les chambre d'ionisation et les CsI qui arrivent à la même performance. Les matrices  $\Delta E - E$  entre détecteurs Silicium et scintillateurs CsI(Tl) identifient les noyaux jusqu'à  $Z=79$  avec des particules de haute énergie. L'identification en masse des particules légères est surtout assurée par les CsI mais grâce aux détecteurs Silicium on identifie jusqu'à très basse énergie. Avec les phoswiches à l'avant l'identification des fragments est possible jusqu'à  $Z=37$ . L'identification en charge avec les seuls CsI au-delà de  $Z=4$  est difficile.

Lors de notre expérience, seuls ont été utilisés les scintillateurs CsI(Tl) des couronnes 6 à 17. Les chambres d'ionisation et les détecteurs Siliciums ont été démontés de ces couronnes. Nous n'avons besoin d'identifier les particules que jusqu'à  $Z=2$ , les CsI seuls suffisent donc. De plus les autres détecteurs étant placés en amont des CsI, ils auraient induit un seuil en énergie important.

Il y a 30 formes différentes de cristaux utilisés pour les CsI d'INDRA, leur épaisseur varie de 50 mm à 138 mm (tableau (2.1)). Les faces avant et arrière des cristaux sont

polies, les côtés et la partie libre à l'arrière sont couvertes d'abord par un matériau diffusant ( $120 \mu\text{m}$  de téflon blanc) puis par une feuille de mylar aluminisée ( $5 \mu\text{m}$  de mylar et  $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  d'aluminium) pour éviter les fuites de lumière. La face avant de chaque scintillateur est couverte par une couche très fine d'aluminium évaporé ( $30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) et la face arrière est collée directement à la fenêtre du PhotoMultiplicateur avec de la colle optique. Chaque PM est entouré d'un support de  $\mu$ -métal isolé de la photocathode et mis à la masse. Les PM fonctionnent sous vide. Pour les couronnes utilisées dans notre expérience, un courant de  $75 \mu\text{A}$  dans les embases des PM est suffisant ce qui ne nécessite pas de système spécifique de refroidissement.

TAB. 2.1: Configuration géométrique des scintillateurs CsI d'INDRA[102]. N est le nombre de détecteurs par couronne, e est l'épaisseur des détecteurs,  $\Delta\Omega$  est l'angle solide couvert par les détecteurs,  $\theta$  est l'angle polaire,  $\Phi$  est l'angle azimutal.

Numéro Couronne	$\theta_{min}$ (degrés)	$\theta_{max}$ (degrés)	N	$\Delta\Phi$ (degrés)	e (mm)	$\Delta\Omega$ (msr)
2	3	4.5	12	30	138	0.74
3	4.5	7	24	15	138	1.01
4	7	10	24	15	138	1.70
5	10	14	24	15	138	3.21
6	14	20	24	15	97	8.01
7	20	27	24	15	97	11.2
8	27	35	24	15	90	15.8
9	35	45	24	15	90	26.4
10	45	57	24	15	76	39.6
11	57	70	24	15	76	50.3
12	70	88	24	15	48	81.0
13	92	110	24	15	60	82.3
14	110	126	16	22.5	50	93.5
15	126	142	16	22.5	50	73.1
16	142	156	8	45	50	91.2
17	156	176	8	45	50	50.9

### 2.6.3 L'électronique d'INDRA

Des modules électroniques ont été mis au point spécialement pour INDRA. Ils utilisent un standard nouveau à l'époque, désormais également utilisé pour l'électronique du SPEG, le standard VXI. Le VXI est une architecture faite pour être associée aux processeurs VME, alors déjà utilisés pour l'acquisition de données au GANIL. Un châssis VXI consiste en un module de contrôle (le Slot0) et jusqu'à 12 modules supplémentaires.

Le système d'acquisition des données d'INDRA est celui du GANIL, avec un processeur VME et une transmission par fibres optiques des signaux à un ordinateur central VAX. Les signaux en sortie des PhotoMultiplificateurs des scintillateurs CsI(Tl) d'INDRA sont envoyés dans 10 modules VXI à 24 voies, contenant toutes les fonctions nécessaires pour traiter les données [103, 104]. Chaque voie comprend un Discriminateur à Fraction Constante (DFC), deux intégrateurs pour les composantes rapide et lente avec les générateurs de portes et retards associés. Toutes les commandes peuvent être visualisées par software. La conversion Analogique à Digital est faite par deux ADC 12 bits multiplexés. Les réglages habituels sont une porte de 400 ns pour la composante rapide et une porte de 1.5  $\mu$ s retardée par 1.2  $\mu$ s après la fermeture de la porte de 400 ns [105] pour la composante lente.

Le grand nombre de détecteurs d'INDRA a incité les spécialistes à trouver un mode de déclenchement qui minimise le temps mort. C'est le mode asynchrone (fig. 2.23). La porte d'intégration du signal s'ouvre lorsque le discriminateur correspondant a reçu un événement et sans aucune instruction venue du déclencheur externe (trigger). A la fin d'un délai de 1  $\mu$ s, un point de validation est généré. Chaque voie codeuse suit un cycle indépendant (arrivée de l'événement  $\rightarrow$  point de validation  $\rightarrow$  remise à zéro) tant que les configurations des événements sont rejetées par le trigger. Une fois la configuration d'un événement acceptée, le trigger envoie une fenêtre de validation à tous les modules codant, ce qui rend possible la fin du traitement de l'événement pour les codeurs dont le point de validation est en coïncidence avec la fenêtre de validation. Le trigger envoie ensuite un signal de début de conversion digitale du signal aux cartes. Pendant cette opération, jusqu'à ce qu'un signal de remise à zéro soit émis en fin d'acquisition de l'événement, toutes les voies sont bloquées par un signal "ADC inhibit". Le retard de 1  $\mu$ s à la validation permet de laisser du temps pour un déclenchement complexe de l'événement et d'attendre les détecteurs lents. Mais l'avantage de cette méthode réside surtout dans le fonctionnement individuel des voies qui évite l'utilisation de longues lignes à retard qui détériorent le signal.

Comme l'identification des noyaux repose sur la mesure de leur énergie, une grande précision temporelle est inutile (pas d'identification par temps de vol). Cependant il faut évaluer le nombre de coïncidences fortuites, et pour cela nous devons séparer les événements appartenant à des paquets de faisceau différents. Les paquets de faisceau sont séparés d'environ 80 ns, une résolution en temps de 10 ns est donc suffisante. Les mesures de temps sont faites par des modules Marqueurs de Temps (96 voies chacun) qui utilisent l'horloge de fréquence 100 MHz disponible à l'arrière des châssis VXI. Nous en avons utilisé trois. La gamme des Marqueurs de Temps d'INDRA est de 1.25  $\mu$ s soit 10 ns/canal. Les Marqueurs de Temps sont déclenchés par les signaux des DFC des VXI 24 voies, on fait un stop commun avec une HF propre.

L'alimentation Haute Tension des détecteurs est assurée par des châssis CAEN SY 403, qui disposent de 64 voies chacun. Les échelles sont des modules CAEN-V260, de

16 voies chaque. Le module Slot0 est un module STR 8032, de même rôle que celui du SPEG. Les grandes lignes de l'architecture électronique d'INDRA sont schématisées sur la figure (2.24).

#### 2.6.4 Identification des particules chargées dans les CsI d'INDRA

Les détecteurs CsI sont des scintillateurs inorganiques qui possèdent une structure cristalline. La bande de valence, complètement occupée, est séparée de la bande de conduction par un gap d'environ 5 eV, la bande interdite (figure (2.25)). L'énergie laissée par le passage d'une particule chargée permet à des électrons de la bande de valence de s'élever vers la bande de conduction. Les trous restants et les électrons dans la bande de conduction peuvent se déplacer librement. On distingue deux catégories de scintillateurs [94] :

- les matériaux dont la luminescence est due à la présence de molécules dopantes, comme les halogénures alcalins dopés au thallium : NaI(Tl), CsI(Tl)... ;
- les matériaux qui émettent de la lumière sans adjonction d'impuretés : BaF<sub>2</sub>, Bi<sub>4</sub>Ge<sub>3</sub>O<sub>12</sub> (BGO)....

Dans les matériaux dopés, la scintillation repose sur la création de niveaux d'énergie dans la bande interdite par la présence de l'activateur. Le passage d'une particule crée des paires électron-trou, et les éléments de chaque paire se déplacent librement dans le cristal. Il n'y a alors qu'une très faible probabilité pour que l'électron retourne dans la bande de valence par un processus radiatif sans la présence de dopant. Lorsqu'un trou rencontre un atome de l'activateur, il y a ionisation de ce dernier, car le niveau occupé est énergétiquement plus favorable. Si un électron rencontre un tel activateur ionisé, il y a recombinaison en un atome neutre excité, les états excités de l'atome de dopant se trouvant dans la bande interdite. La décroissance vers l'état fondamental de l'activateur se fait le plus souvent par émission d'un photon de fluorescence, avec un temps de vie variable d'un état excité à l'autre. L'énergie du photon émis étant inférieure à la largeur du gap, il n'est pas réabsorbé par le cristal.

Dans les scintillateurs, le peuplement des différents états participant à l'émission de lumière dépend du pouvoir ionisant de la particule incidente. Des états de durée de vie variable sont donc plus ou moins alimentés selon la nature de la particule incidente, ce qui a des conséquences sur le signal de lumière observé. Il est ainsi possible d'identifier les particules interagissant dans le scintillateur en mesurant l'évolution temporelle de l'intensité lumineuse.

Dans les scintillateurs CsI(Tl), l'intégration de la composante rapide du signal en sortie du PM dans une première porte de 400 ns, puis de la partie lente dans une porte de 1.6  $\mu$ s retardée de 1.2  $\mu$ s permet de discriminer les particules détectées. Si l'on construit une matrice (composante lente, composante rapide), on observe que les événements sont répartis le long de lignes bien séparées. La forme du signal est caractéristique du type de la particule incidente, et la proportion entre composante rapide et lente varie. C'est



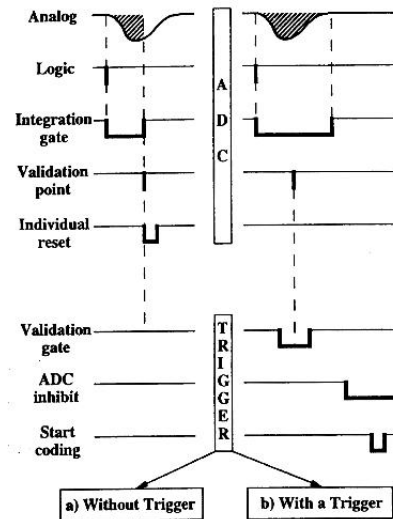


FIG. 2.23: Principe du mode de déclenchement asynchrone [104].

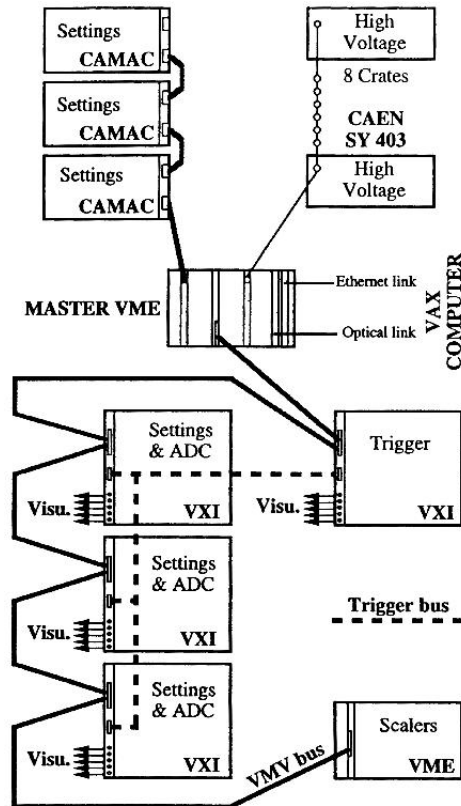


FIG. 2.24: Grandes lignes de l'architecture électronique d'INDRA [104]. L'acquisition des données est assurée par un châssis VME. Les connections sont assurées par des cartes driver et des processeurs associés. La distribution des signaux du trigger est assurée par un "bus trigger" connecté au module de contrôle (Slot0) des châssis VXI. La visualisation des signaux dans les modules VXI sont disponibles via le panneau frontal du Slot0 ("Visu").

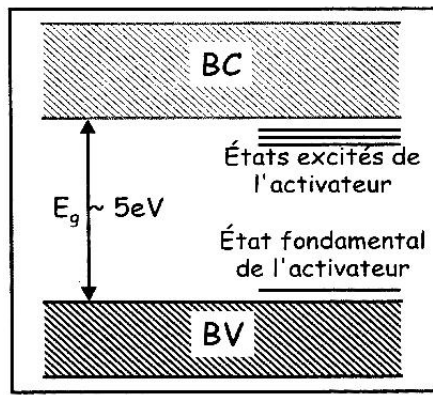


FIG. 2.25: Principe de la scintillation dans un matériau inorganique dopé.

ce qui nous permet d'identifier les particules chargées détectées dans les scintillateurs d'INDRA. Sur la figure (2.26), sont identifiés successivement en partant des faibles composantes rapides, les électrons, les protons, les deutons, les tritons, les  $^3He$ , les alphas puis les Lithium. . . La procédure habituelle pour identifier les particules est de tracer des contours autour de chaque ligne. Mais INDRA possède un grand nombre de détecteurs. Pour gagner du temps, l'identification des particules chargées dans les scintillateurs CsI d'INDRA a déjà été grandement automatisée par les membres de la collaboration. Nous avons donc utilisé les techniques existantes. Nous avons tracé des lignes de sommet sur les spectres bidimensionnels rapide=f(lent) pour chaque type de particule. Nous avons identifié les particules chargées de protons à alphas et tracé deux lignes séparatrices, l'une pour séparer les électrons des autres particules chargées, l'autre pour ignorer les particules au-delà des alphas. Un exemple est présenté sur la figure (2.27). La méthode utilisée dans les routines mises au point par L. Tassan-Got et M.F. Rivet, est d'évaluer la distance de la particule à la ligne de sommet dans le plan (lent, rapide), et selon cette distance de lui affecter avec un certain degré de confiance, un numéro atomique  $Z$  entier et une masse réelle. Une fois l'identification de la particule certaine, son nombre de masse (entier) et son numéro atomique lui sont affectés.

Lors de ses expériences, la collaboration INDRA complète l'identification à basse énergie en utilisant les chambres d'ionisation, que nous avons retirées du dispositif. La séparation protons-alphas à bas signal rapide n'est pas satisfaisante avec les CsI seuls et la méthode des lignes de sommet comme le montre la figure (2.28). La figure montre également que la séparation deutons-protons et deutons-tritons n'est pas satisfaisante non plus. La solution la plus simple pour pallier ce problème est d'ajouter trois lignes séparatrices protons-alphas, protons-deutons, deutons-tritons, sur chaque matrice (lent, rapide) [106]. Lorsqu'une particule est détectée, la procédure est la suivante. Si la partie rapide du signal associé à la particule est située en dehors des coordonnées "rapides" des séparatrices, la méthode décrite jusqu'ici est utilisée. Dans le cas inverse, la particule a déjà été identifiée une première fois par la méthode précédente. On confronte cette identification

à la position de la particule dans le plan (lent, rapide) par rapport à la séparatrice. En cas de désaccord, c'est la position relative à la séparatrice qui est prise en compte pour identifier définitivement la particule. Un exemple est présenté sur la figure (2.29), les protons sont sélectionnés, on ne voit plus les imperfections dues à la première méthode. Notre identification est très fiable à partir de 4 MeV proton.

### 2.6.5 Calibration en énergie des Scintillateurs à Iodure de Césium CsI(Tl)

La réponse de lumière des scintillateurs dépend très fortement de la particule incidente. La calibration de ces détecteurs est habituellement effectuée avec des faisceaux secondaires de particules légères (protons, alphas) obtenus par fragmentation. Ensuite les particules légères sont diffusées élastiquement et inélastiquement par des cibles de C ou de Ta dans la chambre à réaction d'INDRA. Dans notre cas, grâce à la connaissance précise de l'énergie d'excitation mesurée dans le spectromètre, nous pouvons calibrer en énergie les CsI sans utiliser de faisceaux secondaires. Nous utilisons une quantité appelée énergie manquante. C'est une méthode qui a déjà fait ses preuves lors de plusieurs expériences (ref. [107]).

#### calibration en énergie des protons

Sur la figure (2.30) est montré un spectre d'énergie d'excitation de la cible, mesurée par SPEG, en fonction de la composante rapide du signal en sortie des PM des scintillateurs CsI pour des protons, ( $E^*$ , rapide). On distingue clairement la ligne de l'état fondamental du  $^{39}\text{K}$  des autres événements. Elle correspond au cas où le proton a emporté toute l'énergie d'excitation disponible du  $^{40}\text{Ca}$ , c'est-à-dire  $E_p = E^* - E_{cm}^{recul\ ^{39}\text{K}} - Q_p$  avec le seuil d'émission proton  $Q_p = 8.32\text{ MeV}$  dans le  $^{40}\text{Ca}$ . On établit alors la correspondance rapide  $\propto E_p + E_{cm}^{recul\ ^{39}\text{K}}$  détecteur par détecteur en traçant une ligne de sommet sur l'état fondamental du  $^{39}\text{K}$  dans le spectre bidimensionnel ( $E^*$ , rapide), et en l'ajustant par un polynôme en puissances (jusqu'à 4) du signal rapide. L'énergie des protons dans le référentiel du laboratoire en est déduite. Avec la correspondance rapide  $\leftrightarrow$  énergie des protons dans le référentiel du laboratoire, on en déduit l'énergie des protons dans le référentiel du centre de masse de la cible qui recule. (Nous avons utilisé la somme des composantes lente et rapide pour comparer avec la composante rapide seule. La résolution en énergie manquante obtenue est moins bonne.) Cette méthode ne nous a toutefois pas convenus car le résultat donnait une résolution en énergie manquante assez mauvaise (1 MeV).

La nouveauté de cette expérience par rapport aux précédentes susceptible d'influencer la calibration est l'utilisation de l'acceptance angulaire maximale du SPEG à la fois en  $\phi$  et en  $\theta$ . Ceci induit plus de possibilités de directions de recul pour la cible. La ligne de l'état fondamental du  $^{39}\text{K}$  dans le plan ( $E^*$ , rapide) est donc élargie. Ainsi à un canal rapide donné correspondent plusieurs énergies d'excitation. L'erreur n'est apparemment pas négligeable. Nous avons substitué à la ligne de sommet un contour autour de la ligne

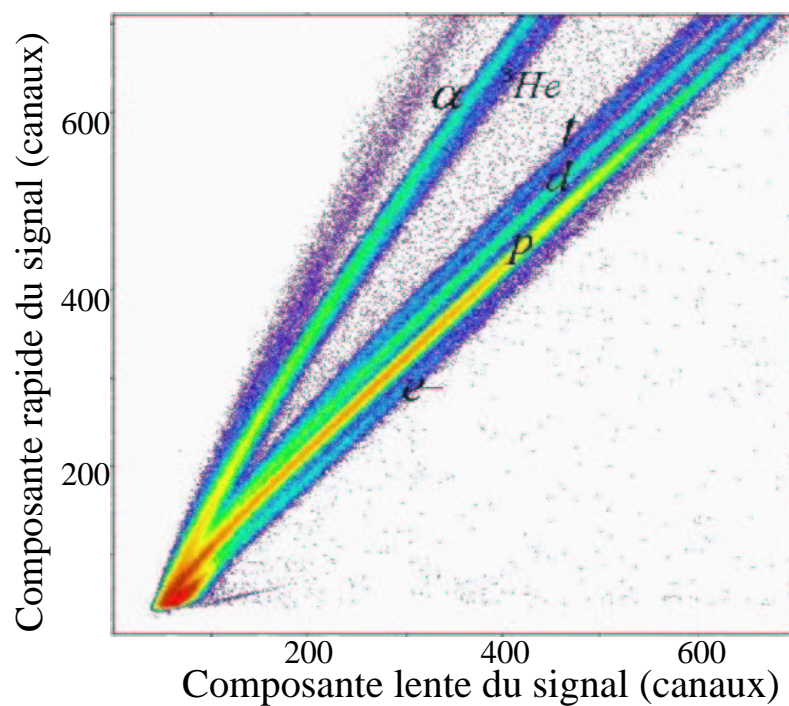


FIG. 2.26: Matrice (lent, rapide) du détecteur numéro 7 de la couronne 8.

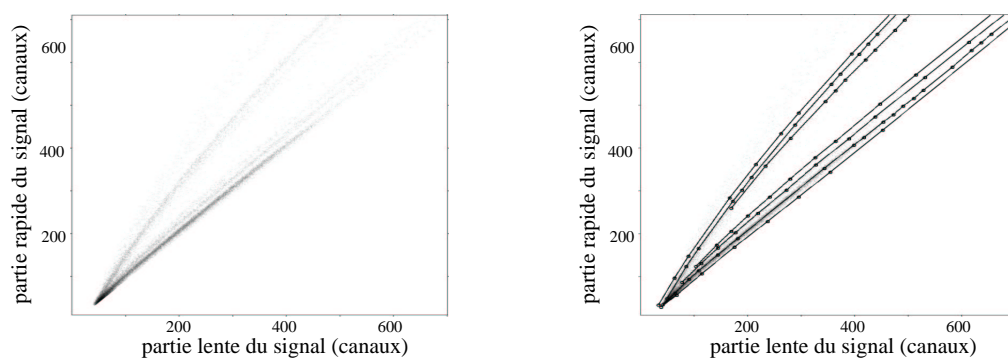


FIG. 2.27: Figure de gauche : matrice (lent, rapide) pour le détecteur 7 de la couronne 8 sans les électrons (éliminés). Figure de droite : les lignes de sommet sont représentées sur la même matrice (lent, rapide). Voir texte pour plus de détails.

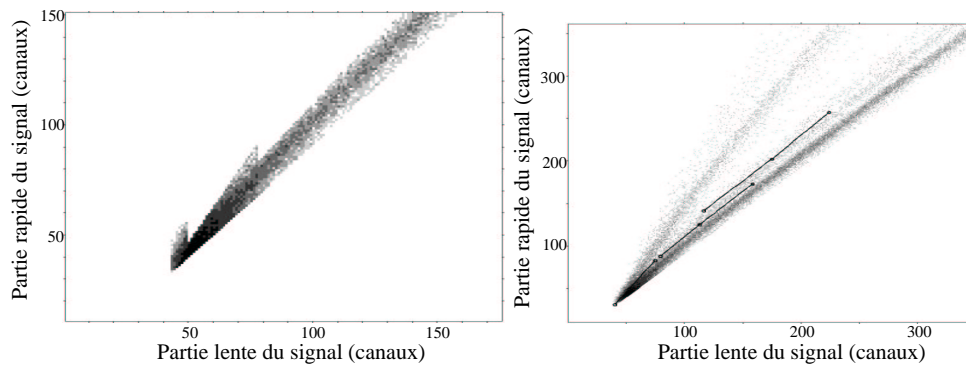


FIG. 2.28: Figure de gauche : matrice (lent,rapide) du détecteur 7 de la couronne 8, les protons sont sélectionnés. On distingue les imperfections de l'identification dues à une séparation difficile entre les protons et les alphas ainsi que les deutons à basse énergie. Figure de droite : les séparatrices entre protons et alphas, protons et deutons, et deutons et tritons sont ajoutées.

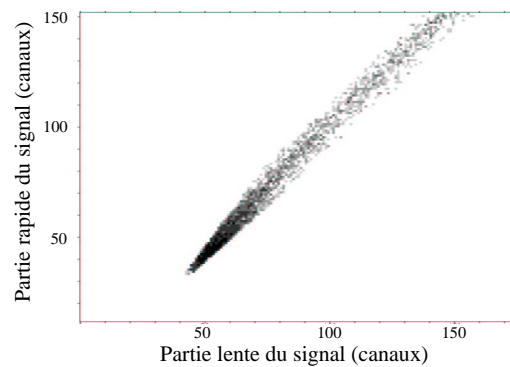


FIG. 2.29: Matrice (lent,rapide) du détecteur 7 de la couronne 8, les protons sont sélectionnés et l'identification a été complétée par l'ajout des trois séparatrices. On ne voit plus les imperfections dues à la méthode des lignes de sommet.

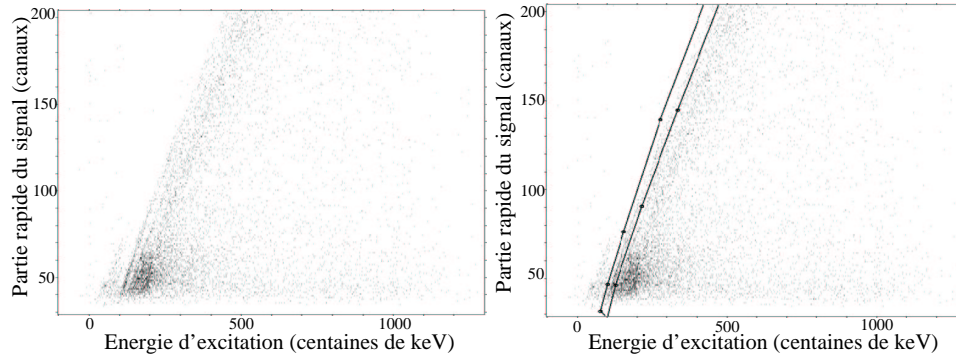


FIG. 2.30: Figure de gauche : matrice ( $E^*$ , rapide). On distingue la ligne de l'état fondamental du  $^{39}\text{K}$  et les lignes des premiers états excités. Figure de droite : On trace un contour sur la ligne du fondamental du  $^{39}\text{K}$  pour effectuer ensuite un ajustement polynomial sur tous les points dans le contour. Ceci nous fournit la relation  $E^*=f(\text{rapide})$ .

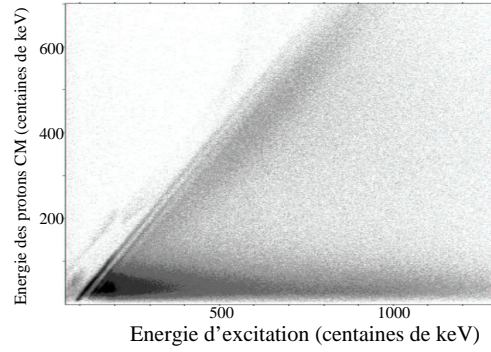


FIG. 2.31: Matrice ( $E^*$ ,  $E_{CM}^p$ ), où  $E_{CM}^p$  est l'énergie du proton après calibration dans le référentiel du centre de masse de la cible qui recule. Tous les détecteurs sont sommés.

du fondamental, qui prend en compte tous les événements et pas seulement ceux qui sont sous une ligne de sommet donc toutes les directions de recul possibles de la cible. Nous avons ensuite calculé l'énergie de tous les protons dans le contour en utilisant les vrais angles de diffusion de l'éjectile pour chaque événement. Ensuite nous avons effectué un ajustement polynomial (de degré 4) entre l'énergie des protons dans le référentiel du laboratoire obtenue et la composante rapide du signal en prenant en compte tous les points à l'intérieur du contour (voir figure 2.32). Nous avons obtenu une résolution en énergie manquante très satisfaisante, (cf. figure 2.33), d'environ 600 à 800 keV selon les détecteurs.

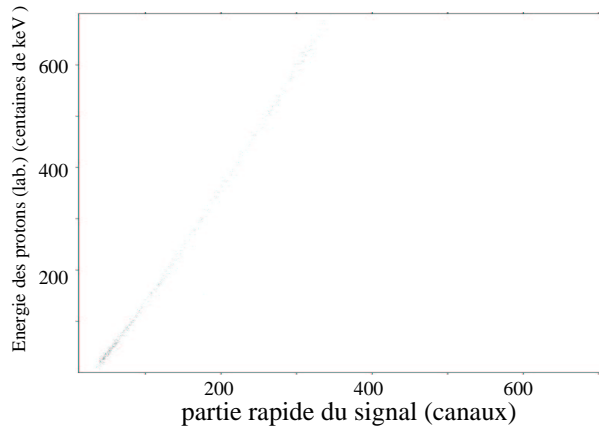


FIG. 2.32: Energie des protons alimentant l'état fondamental du  $^{39}\text{K}$  dans le référentiel du laboratoire calculée avec les vraies coordonnées de l'événement en fonction du signal rapide, pour le détecteur 7 de la couronne 8.

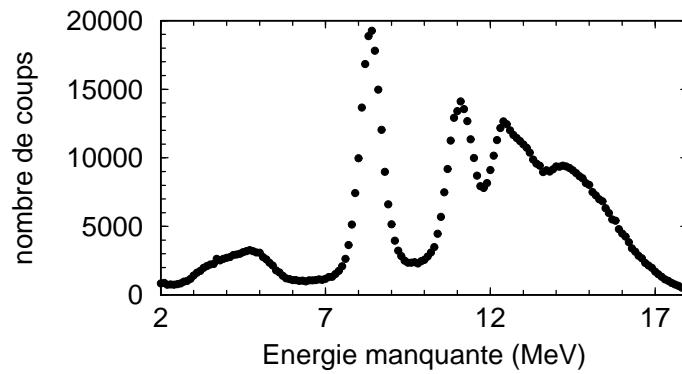


FIG. 2.33: Spectre des états finaux du  $^{39}\text{K}$ . La résolution en énergie est de 700keV. La bosse en dessous de l'état fondamental est due à la diffusion du projectile sur l'H car ici nous n'avons pas imposé de limite inférieure à l'angle  $\theta_{\text{sphérique}}$ .

### calibration en énergie des autres particules chargées

La gamme en énergie d'intérêt des particules dans notre expérience est moins étendue que dans la physique d'INDRA. Nous avons supposé que la correspondance entre l'énergie des alphas et celle des protons est linéaire. Nous avons pu déduire de la calibration des protons la calibration des alphas avec succès, mais pour des alphas d'énergie inférieure à 20 MeV. Nous avons encore une fois utilisé l'énergie manquante. Nous avons repris pour les alphas les relations  $E_{lab}^p = f(\text{rapide})$  trouvées pour les protons. Ensuite l'énergie alpha résultante est transformée par une fonction affine pour remplir la condition énergétique  $E_{\text{alphas}}^{\text{lab}} = E^* - Q_{\text{alphas}} - E_{\text{cm}}^{\text{recul émetteur}}$  du type  $E' = \alpha \times E + \beta$ , les coefficients  $\alpha$

et  $\beta$  étant spécifique à presque chaque détecteur. Le résultat est donné sur la figure (2.34). La résolution en énergie est de 1.2 MeV, ce qui est très bon compte tenu de notre mé-

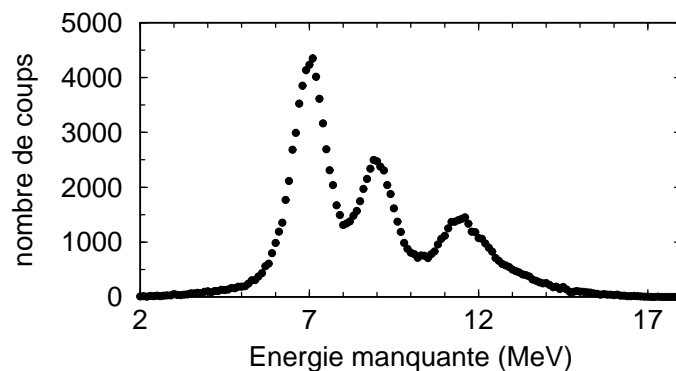


FIG. 2.34: Spectre des états finaux de l' $^{36}\text{Ar}$  pour tous les détecteurs et une énergie d'excitation comprise entre 11 et 20 MeV. La résolution en énergie obtenue est de 1.2 MeV.

thode. Il faut noter qu'à plus haute énergie des alphas ( $> 50$  MeV), notre calibration n'est plus satisfaisante (fig. 2.35) la relation entre l'énergie des protons et celle des alphas n'est plus linéaire. En dessous de l'état fondamental de l' $^{36}\text{Ar}$  sur la fig. 2.35, on voit quelques événements qui peuvent correspondre à des erreurs d'identification ou à des événements fortuits. Le nombre de ces événements est faible, notre identification à basse énergie est donc satisfaisante.

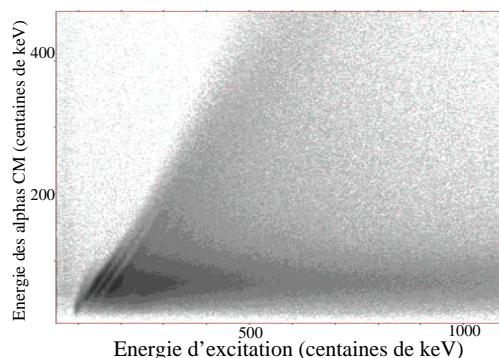


FIG. 2.35: Spectre bidimensionnel ( $E^*, E_{CM}^\alpha$ ) pour les alphas. On voit aux grandes énergies alphas que les lignes droites correspondant aux états de  $^{36}\text{Ar}$  se courbent. A basse énergie on constate que le spectre ne contient pas beaucoup d'événements non physiques. Ceci signifie que l'identification est assez bonne entre les alphas et les protons.

## 2.7 Électronique globale de l'expérience

L'électronique de l'expérience est répartie en trois lieux relativement éloignés, la salle d'acquisition où se trouve l'électronique au standard CAMAC associée au SPEG, la salle SPEG à côté de la chambre à cible où se trouvent deux châssis VME et deux châssis VXI



d'INDRA, un châssis CAMAC associé, et au bout de la chaîne de détection du SPEG les cartes VXI des chambres à dérive. Nous disposons d'un processeur VME qui couple les 3 châssis VXI associés à INDRA (2) et SPEG (1) et d'un autre processeur VME pour les échelles.

### 2.7.1 Déclenchement

Les événements que nous souhaitons sélectionner sont des événements dans lesquels le spectromètre détecte l'éjectile de la réaction et le multidétecteur INDRA détecte plus de deux particules chargées en coïncidence. En effet, la décroissance directe d'un état à trois phonons se manifeste par l'émission de trois particules. La sélection des événements comportant au moins deux particules chargées nous permet de favoriser les état à trois phonons et à deux phonons par rapport aux autres mécanismes de réaction n'impliquant qu'une seule particule.

Un Module de Coïncidences Rapides (MCR) permet de gérer le déclenchement de la prise de données à chaque événement (cf. schéma 2.36). C'est un module de logique programmable qui dispose de 6 voies d'entrée maîtres ou non maîtres. C'est le signal du spectromètre (signal Temps Plastique Droit) qui est maître le plus souvent. L'acceptation de l'événement est conditionnée par la coïncidence entre le signal SPEG maître et un autre signal non déclencheur. L'arrivée d'un signal du SPEG dans le module MCR ouvre une fenêtre de coïncidence (FC) de 300 ns de large dans laquelle doit arriver un autre signal d'une voie non déclencheuse du MCR. Si la coïncidence est réalisée, le MCR génère un OK d'acceptation de l'événement. Les signaux non déclencheurs que nous avons choisis sont en premier lieu les signaux d'INDRA, sortant d'un module de coïncidence MC2 qui impose une multiplicité minimum de détecteurs touchés. Grâce à ce système, nous pouvons sélectionner une multiplicité minimale de deux particules dans INDRA, en coïncidence avec le signal de SPEG. Les autres signaux non déclencheurs sont démultipliés avant d'être envoyés dans le MCR, comme le signal INDRA avec au moins un détecteur touché (divisé par 3), le signal SPEG (démultiplié par 10). Ce sont des signaux qui nous permettront d'effectuer des vérifications lors de l'analyse de l'expérience. Un signal INDRA maître nous a également servi pour tester les détecteurs en début d'expérience. Il a été ensuite démultiplié par 3000. Pour des raisons de mise en temps le MCR se trouve dans la salle SPEG. La distance entre la salle SPEG et la salle d'acquisition est telle qu'elle représente un retard des signaux de 1  $\mu s$ , or les signaux doivent parvenir rapidement au VXI.

Lorsque la coïncidence est réalisée, le OK d'acceptation de l'événement généré par le MCR est envoyé à un module appelé SFC. Celui-ci envoie une fenêtre de validation FT (400 ns) aux slots0 des châssis VXI. Si les points de validation (ival) des modules VXI tombent dans la FT alors les modules VXI intègrent l'événement et le codent à réception de l'Ordre De Codage donné par la FT retardée de 5  $\mu s$  pour les VXI d'INDRA et par la

longueur des câbles (5 ns/m) pour le VXI SPEG. La FT transmise au Slot0 de SPEG est élargie à 3  $\mu s$ . En effet, le temps de dérive des électrons dans les chambres à dérive de SPEG est de 200 ns/cm, pour une distance à parcourir de 10 cm, la FT doit donc avoir une largeur de plus de 2  $\mu s$ . Le système de déclenchement est détaillé sur la figure (2.36) et le chronogramme est présenté sur la figure (2.37). Le module SLOT0 est un module qui gère les cartes VXI. C'est lui qui envoie l'Ordre de Codage et la Fenêtre de validation (qui viennent du MCR) aux cartes VXI, il inhibe les modules pendant le codage et enfin les remet à zéro.

Le module SFC (Séquenceur Fera Camac) est à l'origine chargé de synchroniser les acquisitions Fera et Camac quand des modules Fera sont utilisés [74]. Ici il est seulement utilisé pour générer la fenêtre de validation FT, le signal de fin de codage via sa sortie S2, le signal test TST (marche/arrêt pour le VXI) et le RAZ de tous les modules. Il génère également un Look At Me interne 30  $\mu s$  après avoir reçu un OK du MCR, pour déclencher la lecture de l'événement par le processeur VME. Celui-ci lit d'abord le VXI INDRA, puis les modules CAMAC et enfin le VXI de SPEG. Pour évaluer le temps mort de l'acquisition, un ET logique entre le signal de Temps Mort fourni par le MCR et le signal FC est envoyé dans les modules échelles. Le temps de traitement de l'événement est de l'ordre de 500  $\mu s$ , ce qui a induit un temps mort total d'environ 30%.

## 2.8 Événements fortuits

Sur la figure (2.38), un spectre en temps des protons détectés est présenté. Le plus grand pic est celui contenant les coïncidences vraies et fortuites, et les petits pics regroupent des coïncidences fortuites. Les pics des événements fortuits sont plus faibles d'un facteur 1000 par rapport au pic regroupant les coïncidences vraies et fortuites. Nous négligerons donc dans la suite les coïncidences fortuites.

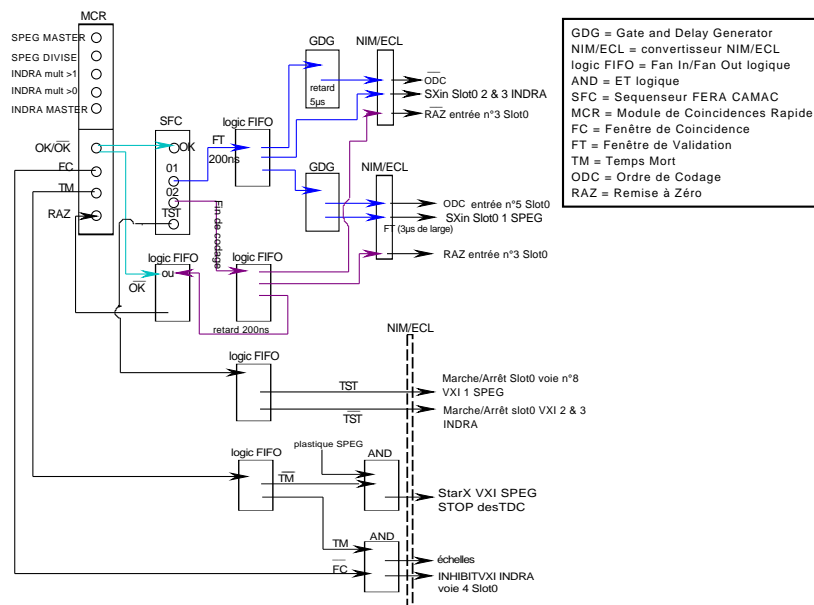


FIG. 2.36: Schéma électronique des signaux transmis du MCR aux modules VXI de SPEG et INDRA à la suite de l'acceptation de l'événement.

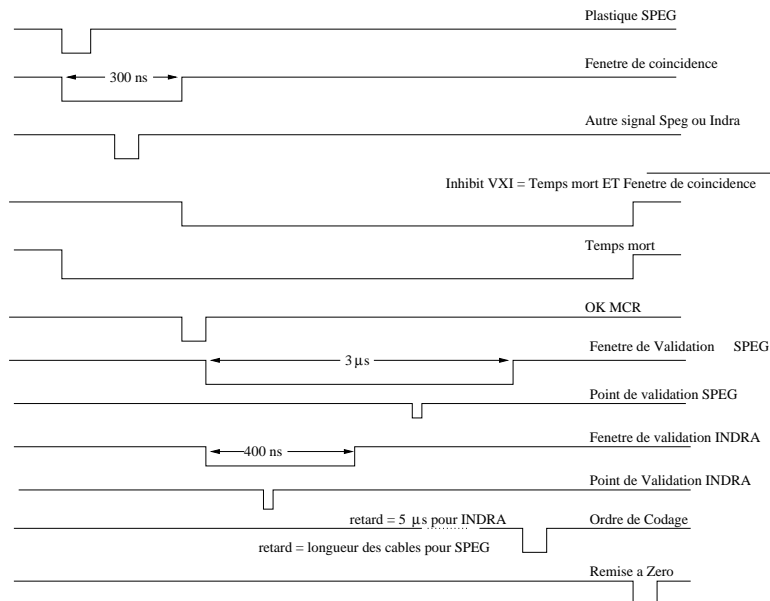


FIG. 2.37: Chronogramme de l'électronique VXI de l'expérience.

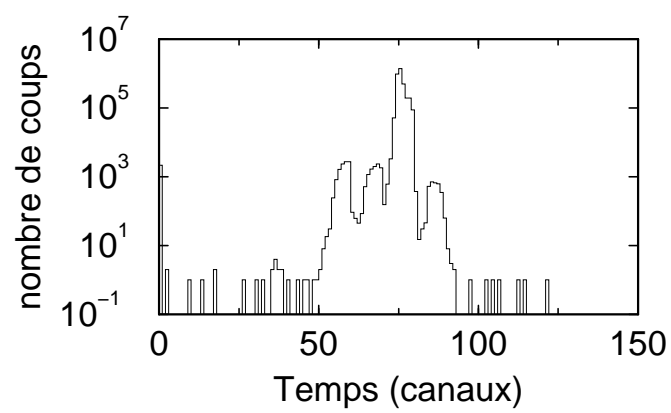


FIG. 2.38: Spectre en temps des protons. L'écart entre deux pics est de 80 ns.



## Chapitre 3

# Mécanismes de Réaction

*Les études antérieures ont montré que de nombreux processus dynamiques étaient présents dans la voie inélastique. Lors de l'expérience précédente  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  à 50 A.MeV, un nouveau mécanisme de réaction fut découvert, le towing mode [71]. Les expériences en coïncidence ont permis de mettre en évidence que les mécanismes de réaction différents de la diffusion inélastique conduisaient à l'émission d'une particule aux angles avant par rapport la direction du faisceau, permettant ainsi de les distinguer. Grâce à INDRA, nous avons accès aux événements de multiplicité supérieure à une particule chargée émise. Nous pouvons donc étudier les corrélations angulaires et énergétiques des protons provenant de ce type d'événement. Ce chapitre est consacré à une discussion qualitative sur les mécanismes de réaction autres que la diffusion inélastique impliquant parfois deux et trois protons de la cible. Le towing mode de particules alphas est également mis en évidence et apporte de nouvelles perspectives pour l'étude des agrégats nucléaires.*

### 3.1 Événements de multiplicité égale à un proton

#### 3.1.1 Spectre en section efficace invariante

La figure (3.1) est une représentation de la section efficace invariante des protons en coïncidence avec la voie inélastique. Chaque secteur correspond à l'ensemble des scintillateurs d'INDRA placés à un angle  $\theta_{lab}$  donné (une demi-couronne). Les événements associés à un détecteur donné sont répartis aléatoirement sur l'ouverture en  $\theta_{lab}$  de ce détecteur et le nombre de ces événements est multiplié par l'inverse de l'angle solide couvert par celui-ci de manière à normaliser les résultats d'un détecteur à l'autre et divisé par la composante perpendiculaire de la vitesse. Seuls les événements où un seul proton est détecté sont retenus et l'angle de l'éjectile est pris supérieur à 1.7 degrés dans le laboratoire pour éviter les événements provenant de la diffusion sur l'hydrogène de la cible. Ce spectre est similaire à la figure 14 du chapitre 1 provenant de l'expérience précédente ([99]). La distance au centre du graphe donne la vitesse des particules. On remarque la dissymétrie entre les vitesses des particules émises dans l'hémisphère se trouvant dans la direction du faisceau (angles avant) et celles émises dans la direction opposée (angles arrière). Aux angles avant, la vitesse maximale des protons est beaucoup plus élevée qu'aux angles arrière. Les protons de petite vitesse sont émis uniformément dans toutes les directions comme le montre le cercle blanc tracé sur la figure. Une forte contribution de protons de grande énergie centrée sur la direction de recul du noyau cible constitue vraisemblablement la signature d'un processus de knock-out. Vers l'avant, la contribution des protons de grande vitesse est due au processus de pick-up-break-up (cf. chapitre 1). Le cercle noir tracé sur la figure centré sur la vitesse du projectile montre que cette contribution est issue du projectile. On observe également des particules d'énergie importante autour de 40 degrés du côté de l'éjectile (à droite). Ceci peut s'interpréter comme le remorquage d'un nucléon du noyau par le potentiel du projectile, appelé towing mode. Dans ce cas le nucléon est émis du même côté que l'éjectile et possède une grande énergie. Ce mécanisme a été mis en évidence à travers les distributions angulaires des protons émis dans l'expérience précédente  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  à 50 A.MeV.

#### 3.1.2 Résultats antérieurs

Sur le graphe de gauche de la figure (3.2), sont représentées les distributions angulaires des protons détectés en coïncidence avec l'éjectile  $^{40}\text{Ca}$  dans le SPEG, dans le référentiel du centre de masse de recul de la cible si l'on suppose une réaction à deux corps [108]. En outre il est imposé que le proton détecté alimente l'état fondamental du  $^{39}\text{K}$ . La fonction de corrélation angulaire des protons dans ce référentiel s'exprime sur la base des Harmoniques Sphériques et possède une symétrie gauche/droite par rapport à la direction de recul de la cible. Un ajustement des distributions angulaires a donc été effectué avec des polynômes en puissances de  $\cos(\theta_{cm})$  jusqu'à l'ordre 4. Les paramètres ont été

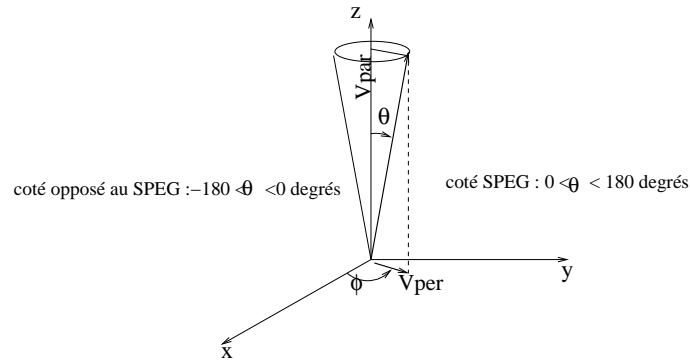
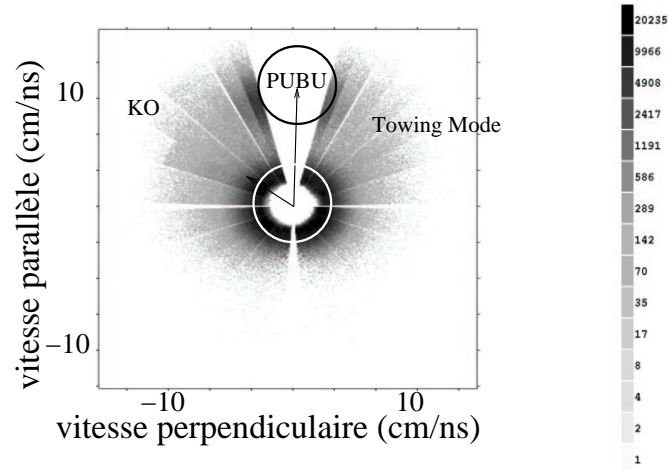


FIG. 3.1: Spectre en section efficace invariante représentant la composante de la vitesse parallèle au faisceau des protons en fonction de sa composante en vitesse perpendiculaire dans le référentiel du laboratoire. Le repère du laboratoire choisi est représenté sur un schéma. Les protons ont une énergie cinétique supérieure à 2 MeV et l'angle de l'éjectile est supérieur à 1.7 degré dans le référentiel du laboratoire, on ne voit donc pas la diffusion du projectile sur l'hydrogène de la cible. La multiplicité des événements est ici d'un seul proton détecté. Les abréviations KO et PUBU sur la figure désignent le Knock-Out et le Pick-up Break-up respectivement.



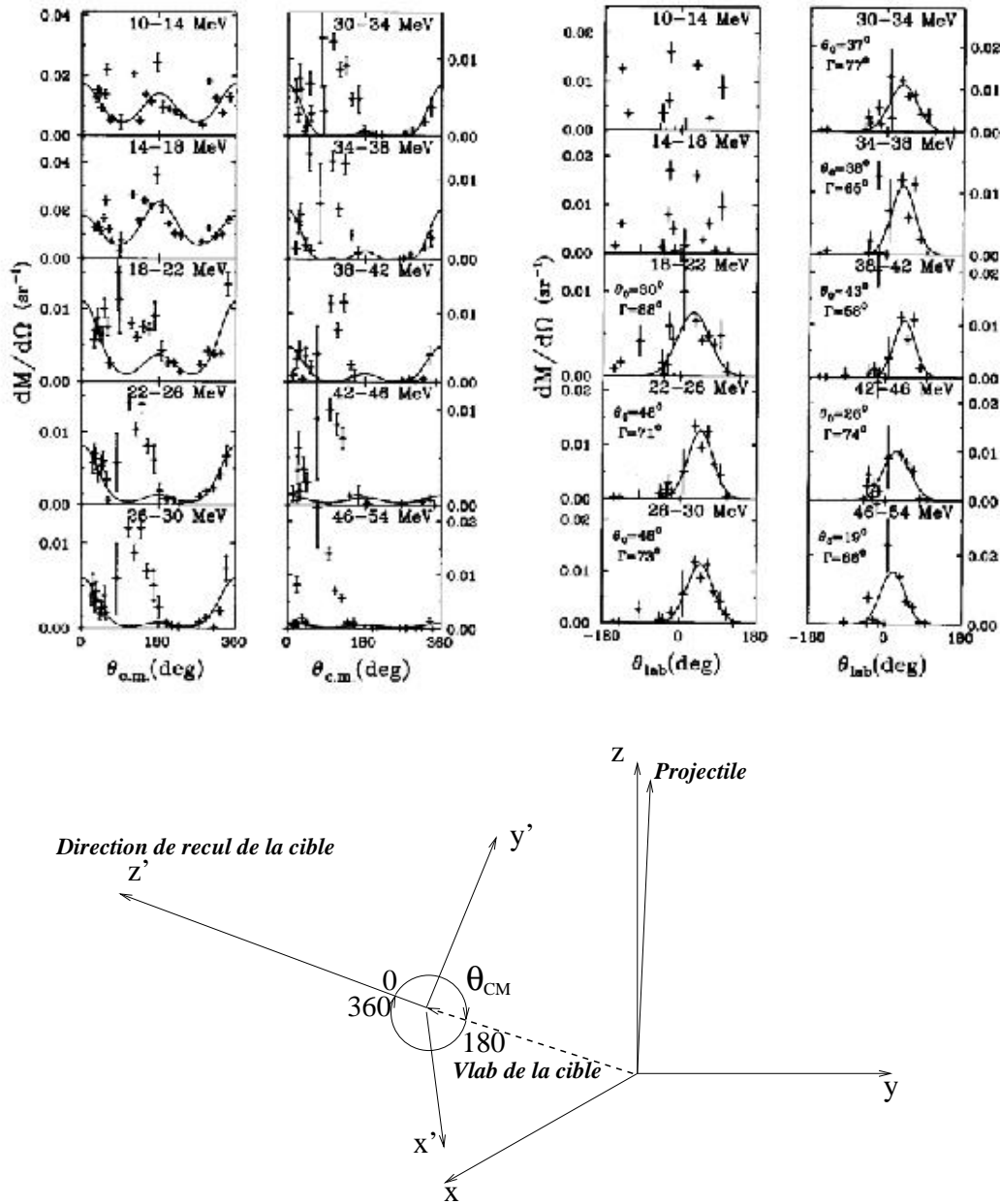


FIG. 3.2: La figure du haut est tirée de la référence [108]. A gauche : Distributions angulaires des protons émis en coïncidence avec l'éjectile  $^{40}\text{Ca}$  pour les événements qui laissent le noyau résiduel  $^{39}\text{K}$  dans son état fondamental, et pour différentes tranches en énergie d'excitation. Les données sont présentées dans le référentiel du centre de masse de la cible qui recule. Les lignes en trait plein sont un ajustement sur les données. A droite : Corrélations angulaires dans le référentiel du laboratoire après soustraction des ajustements. Les lignes solides sont un ajustement Gaussien aux données.  $\theta_0$  et  $\Gamma$  sont respectivement le centroïde et la largeur à mi-hauteur (FWHM) de la Gaussienne. Le repère du référentiel du centre de masse de la cible qui recule est représenté sur le schéma au-dessous de la figure.

ajustés pour reproduire les données des détecteurs à l'arrière où aucun autre mécanisme que l'émission de la cible n'est attendu. Comme le montre le spectre de gauche de la figure (3.2), les données comprises entre 90 degrés et 180 degrés ne sont pas en accord avec l'ajustement polynomial, pour tous les intervalles en énergie d'excitation supérieurs à 18 MeV. Pour mieux comprendre ces données, les corrélations angulaires ont été tracées dans le référentiel du laboratoire après soustraction des ajustements polynomiaux. Les protons issus du nouveau mécanisme sont émis du côté de l'éjectile à un angle autour de 40 degrés. Il s'agit du towing mode.

Depuis, le towing-mode a été observé dans différents systèmes :  $^{40}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$  à 44 A.MeV [108] avec les protons et les neutrons, dans la réaction  $^{36}\text{Ar} + ^{90,94}\text{Zr}$  à 44A.MeV avec les neutrons,  $^{20}\text{Ne} + ^{48}\text{Ca}$  à 48 A.MeV avec les neutrons [109, 110],  $^{18}\text{Ne} + ^9\text{Be}$  à 36 A.MeV avec les protons [111], et enfin dans le noyau à halo de neutron  $^{11}\text{Be} + ^{48}\text{Ti}$  à 41 A.MeV [112]. Il a été montré grâce à une expérience effectuée au GANIL  $^{11}\text{Be} + ^{48}\text{Ti}$  à 41 A.MeV que la corrélation angulaire entre le neutron et le  $^{10}\text{Be}$  est bien conforme à la prédiction théorique basée sur la résolution numérique de l'équation de Schrödinger [113]. Une méthode de résolution de l'équation de Schrödinger dépendante du temps a été mise au point pour vérifier cette interprétation du mécanisme et un très bon accord avec l'expérience a été obtenu pour les systèmes étudiés. Nous y reviendrons dans les paragraphes qui suivent.

### 3.1.3 Nouvelles distributions angulaires expérimentales des protons des événements de multiplicité égale à un

Les distributions angulaires des protons alimentant l'état fondamental du  $^{39}\text{K}$  de la présente expérience sont présentées pour des intervalles en énergie différents dans le référentiel du laboratoire et du centre de masse de la cible sur les figures (3.3) a) et b) respectivement. Dans le référentiel du laboratoire, les angles positifs représentent les particules émises du côté de l'éjectile et les angles négatifs les particules émises du côté opposé. A un angle  $\theta$  donné, les événements sont pris en compte quelque soit leur angle azimutal  $\phi$ . Le repère du centre de masse de la cible qui recule est montré sur le schéma de la figure 3.2. Ce repère est centré sur la vitesse de recul de la cible dans le référentiel du laboratoire. L'angle  $\theta_{CM}$  est pris par rapport à la direction de recul de la cible de 0 à 360 degrés. L'angle de l'éjectile dans le référentiel du laboratoire étant supérieur à 1.7 degrés, la diffusion sur l'hydrogène est absente des spectres. On observe cependant sur les spectres (3.3) deux structures principales de part et d'autre de la direction du faisceau dominer jusqu'à 30 MeV d'énergie d'excitation. Du côté opposé à l'éjectile (le spectromètre est positionné à un angle de 3 degrés laboratoire), la décroissance statistique de la cible (dont la direction privilégiée est celle du recul de la cible) et le knock-out (cf. chapitre 1) contribuent. Du côté de l'éjectile à des angles autour de 50 degrés, on reconnaît la contribution du towing-mode, qui est également mise en valeur dans le référentiel du

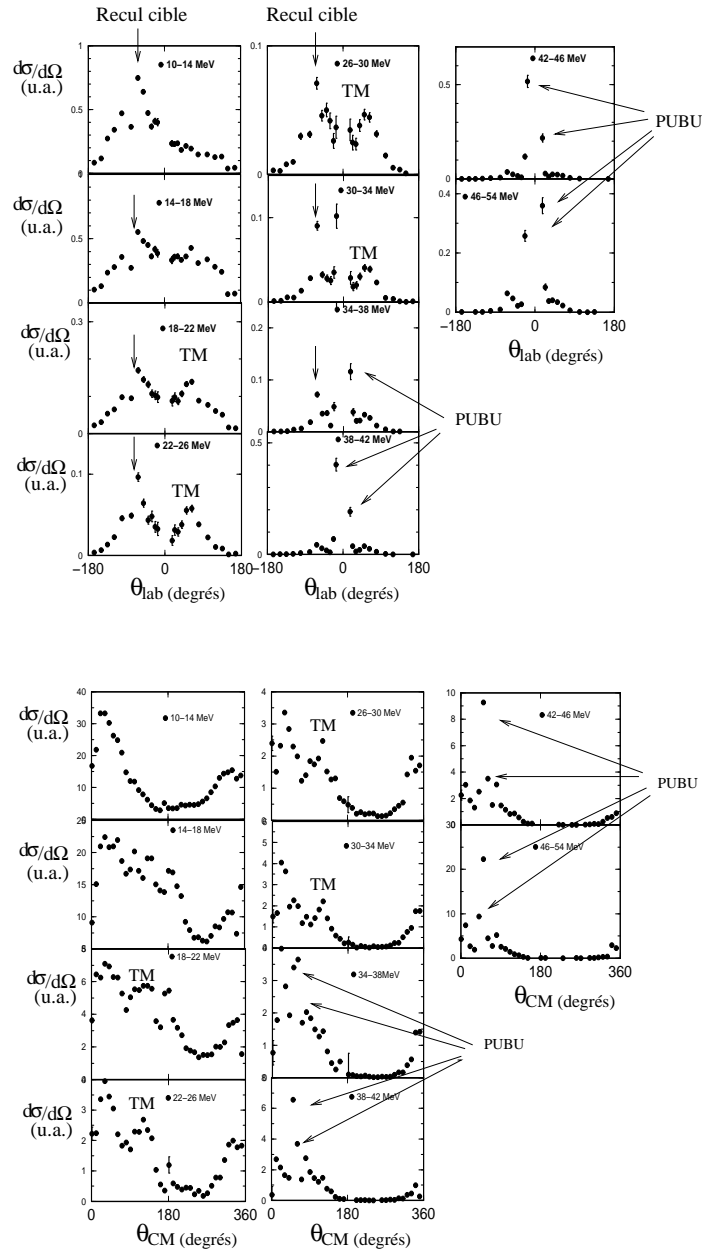


FIG. 3.3: Spectre du haut : distributions angulaires des protons émis en coïncidence avec l'éjectile  $^{40}\text{Ca}$  pour les événements qui laissent le noyau résiduel  $^{39}\text{K}$  dans son état fondamental, et pour différentes tranches en énergie d'excitation. Les données sont présentées dans le référentiel du laboratoire. Les protons ont une énergie cinétique supérieure à 4 MeV. L'angle de l'éjectile est pris supérieur à 1.7 degrés dans le référentiel du laboratoire pour éviter la diffusion du  $^{40}\text{Ca}$  sur l'hydrogène de la cible. Les petites flèches indiquent la direction de recul de la cible, les initiales TM et PUBU, le Towing Mode et le Pick-up Break-up respectivement. Spectre du bas : idem mais les données sont présentées dans le référentiel du centre de masse de la cible qui recule.

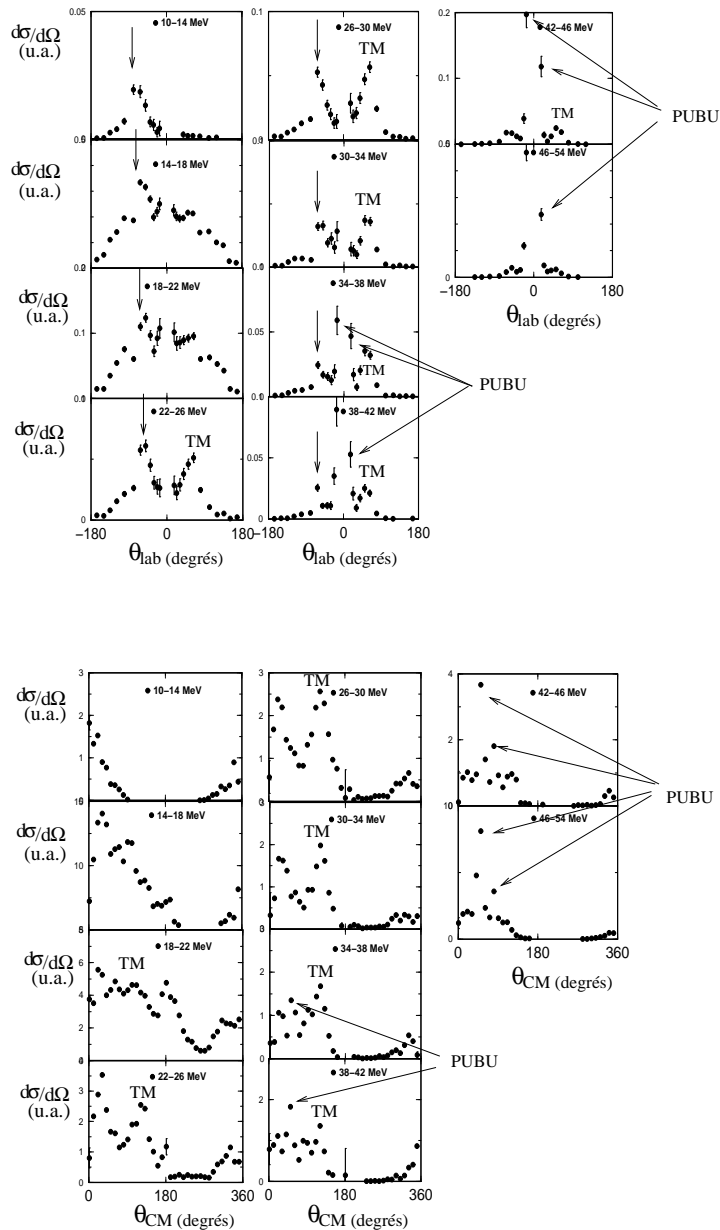


FIG. 3.4: Spectre du haut : distributions angulaires des protons émis en coincidence avec l'éjectile  $^{40}\text{Ca}$  pour les événements qui laissent le noyau résiduel  $^{39}\text{K}$  dans son premier état excité, et pour différentes tranches en énergie d'excitation. Les données sont présentées dans le référentiel du laboratoire. Les protons ont une énergie cinétique supérieure à 4 MeV. L'angle de l'éjectile dans le référentiel du laboratoire est supérieur à 1.7 degrés, pour comparer plus facilement des distributions angulaires aux distributions précédentes. Les petites flèches indiquent la direction de recul de la cible, les initiales TM et PUBU, le Towing Mode et le Pick-up Break-up respectivement. Spectre du bas : idem mais les données sont présentées dans le référentiel du centre de masse de la cible qui recule.

centre de masse de la cible autour de 120 degrés. Au-delà d'une énergie d'excitation de 30 MeV, le pick-up break-up apparaît aux angles autour de 20 degrés dans le référentiel du laboratoire. Il domine les distributions angulaires au-delà de 34 MeV.

Les distributions angulaires des protons alimentant le groupe des premiers états excités du  $^{39}\text{K}$  sont présentées dans les mêmes conditions sur les figures 3.4 a) et b) dans les référentiels du laboratoire et du centre de masse de la cible respectivement. La comparaison entre ces distributions angulaires conditionnées par l'état fondamental et les premiers états excités du  $^{39}\text{K}$ , montre d'une part que les sections efficaces des mécanismes dans les deux cas sont du même ordre de grandeur et d'autre part que les mêmes mécanismes contribuent.

### 3.1.4 Spectres en énergie manquante associés au towing mode

Le spectre en énergie manquante pour différentes conditions angulaires est présenté sur la figure (3.5), extrait pour une énergie d'excitation supérieure à 20 MeV. Le spectre a) est construit avec des protons détectés entre 130 et 210 degrés à l'arrière par rapport à la direction du faisceau, tandis que le spectre b) est construit pour des protons détectés entre 30 et 110 degrés. Le spectre b) sélectionne ainsi la région angulaire attendue pour les protons ayant subi le towing mode. Sur ce spectre on reconnaît l'état fondamental du  $^{39}\text{K}$  et le groupe des trois premiers états excités autour de 2.7 MeV. Sur le spectre a) qui est construit dans une région où l'on n'attend que la décroissance statistique de la cible, ces états sont beaucoup moins peuplés. Ceci constitue une autre signature d'un mécanisme de réaction qui alimente ces états. En effet, nous avons sélectionné la voie inélastique, c'est-à-dire que le  $^{40}\text{Ca}$  est sélectionné en sortie de la réaction. Ainsi, autour de 40 degrés du côté de l'éjectile, aucune émission par la cible de particules de grandes énergies n'est attendue à l'exception du towing mode.

Nous allons maintenant comparer les observations faites ci-dessus aux calculs théoriques TDSE. Les résultats de ces calculs dans le cas du towing mode d'un neutron provenant du noyau à halo  $^{11}\text{Be}$  reproduisent avec un très bon accord les distributions angulaires expérimentales [114, 115]. Mais le  $^{40}\text{Ca}$  est beaucoup plus lié que le  $^{11}\text{Be}$  et l'approximation de fonction d'onde à un corps dans un champ moyen macroscopique utilisée dans le calcul n'est pas aussi bien justifiée dans ce cas. En effet dans le  $^{40}\text{Ca}$ , noyau doublement magique, les mouvements collectifs sont favorisés, et le calcul théorique ne les prend pas en compte. La comparaison entre les présentes données expérimentales et le résultat du calcul TDSE permettrait d'étudier des réponses du noyau différentes de celle des noyaux peu liés à la perturbation provoquée par le projectile.

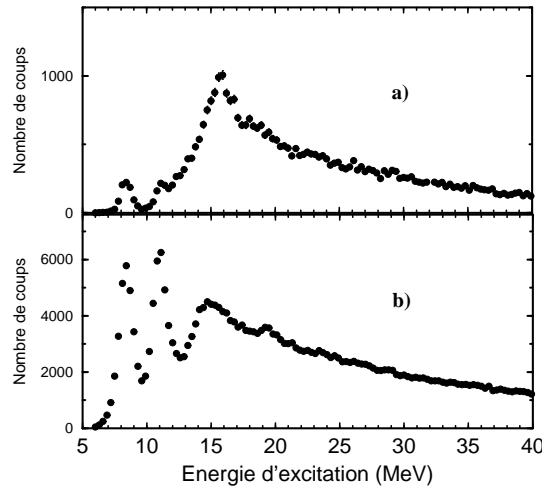


FIG. 3.5: Spectre en énergie manquante du  $^{39}\text{K}$  pour des énergies supérieures à 20 MeV, où le towing mode diffère beaucoup de la décroissance statistique de la cible. Spectre a) : les protons sont détectés entre 130 et 210 degrés à l'arrière par rapport à la direction du faisceau dans le référentiel du laboratoire. Spectre b) : les protons sont détectés entre 30 et 110 degrés dans le référentiel du laboratoire.

## 3.2 Le towing mode

### 3.2.1 Présentation du calcul Time Dependant Schrödinger Equation

Le calcul Time Dependant Schrödinger Equation (TDSE) [72] décrit l'émission vers le continuum d'une partie de la fonction d'onde d'une particule initialement liée lors du passage du projectile. La fonction d'onde du proton dans la cible de  $^{40}\text{Ca}$  est déduite de la résolution de l'équation de Schrödinger statique. Le potentiel choisi pour le  $^{40}\text{Ca}$  est un potentiel de Woods-Saxon dont l'expression s'écrit :

$$V_{40Ca} = \frac{V_0}{1 + e^{\frac{r-R}{a}}} \quad (3.1)$$

où la diffusivité  $a$  est égale à 0.75 fm et le rayon à  $R = 1.27 \cdot A^{1/3}$  fm. Numériquement la fonction d'onde initiale est obtenue par diagonalisation du Hamiltonien à un corps dans un repère de coordonnées sphériques, le rayon de la sphère est de 30 fm avec un pas de réseau de 0.02 fm. La fonction d'onde est ensuite placée dans un réseau en coordonnées cartésiennes pour effectuer l'évolution dynamique. La profondeur  $V_0$  est de -50.2 MeV, elle est ajustée pour reproduire l'énergie de liaison du proton de -8.32 MeV après l'évolution en temps imaginaire de la fonction d'onde.

#### Méthode du temps imaginaire

La fonction propre de départ calculée en coordonnées sphériques peut être perturbée par le positionnement sur un réseau en coordonnées cartésiennes. Si la fonction n'est

plus fonction propre du Hamiltonien statique, elle se décompose sur la base des fonctions propres de ce Hamiltonien, son énergie de liaison n'est donc plus l'énergie de liaison du dernier proton. L'évolution dynamique peut être biaisée. Il a donc été nécessaire d'effectuer une évolution en temps imaginaire supplémentaire dans le réseau cartésien de façon à éliminer les autres composantes de la fonction d'onde. L'énergie de liaison de la fonction d'onde est de 8.47 MeV après l'évolution imaginaire. Le principe de cette méthode est le suivant : la fonction d'onde de départ  $\psi(t)$  est perturbée par le passage en coordonnées cartésiennes et se décompose sur la base des fonctions propres  $\phi_\alpha$  du Hamiltonien statique  $H_0$  de la cible. La méthode du temps imaginaire consiste à appliquer sur la fonction d'onde  $\psi(t)$  l'opérateur d'évolution en remplaçant le temps  $\Delta t$  par  $i\Delta t$  (d'où le nom de la méthode) tel que :

$$\begin{aligned} e^{-iH_0(-i\Delta t)}|\psi(t)\rangle &= e^{-iH_0(-i\Delta t)}\left(\sum_{\alpha} c_{\alpha}^n(t)|\phi_{\alpha}\rangle\right) \\ &= \left(\sum_{\alpha} c_{\alpha}^n(t)e^{-iE_{\alpha}(-i\Delta t)}|\phi_{\alpha}\rangle\right) \end{aligned} \quad (3.2)$$

D'après l'équation 3.3, on voit bien que l'état  $\phi_\alpha$  le moins défavorisé par l'exponentielle est celui d'énergie propre  $E_\alpha$  minimale (la plus liée). Si la fonction propre considérée n'est pas l'état de plus basse énergie, il faut projeter régulièrement au cours de l'évolution  $\psi(t)$  sur les  $\phi_\alpha$  et lui soustraire les contributions des fonctions propres autres que celle que l'on souhaite obtenir.

### Evolution dynamique

L'évolution dynamique du système est donnée par l'équation de Schrödinger à un corps :

$$i\hbar \frac{d}{dt}\phi(\vec{r}) = \left( \frac{-\hbar^2}{2m}\Delta + V_{\text{cible}}^{\text{nucéaire}}(\vec{r} - \vec{r}_{\text{cible}}(t)) + V_{\text{cible}}^{\text{Coulomb}}(\vec{r} - \vec{r}_{\text{cible}}(t)) + \right. \quad (3.3) \\ \left. V_{\text{projectile}}^{\text{nucéaire}}(\vec{r} - \vec{r}_{\text{projectile}}(t)) + V_{\text{projectile}}^{\text{Coulomb}}(\vec{r} - \vec{r}_{\text{projectile}}(t)) \right)\phi(\vec{r})$$

où  $V_{\text{cible}}$  et  $V_{\text{projectile}}$  sont les potentiels dépendant du temps entre le proton et la cible et le projectile respectivement. Les vecteurs  $\vec{r}_{\text{cible}}(t)$  et  $\vec{r}_{\text{projectile}}(t)$  correspondent aux positions de la cible et du projectile respectivement.

Pour prendre en compte le déplacement du coeur de  $^{39}\text{K}$  et du projectile, ils évoluent le long de la trajectoire coulombienne classique. Le calcul de la trajectoire commence à une distance de -1000 fm entre le projectile et la cible le long de l'axe du faisceau et à une distance égale au paramètre d'impact  $b$  sur l'axe perpendiculaire. Ce traitement explicite du recul du coeur est responsable de l'excitation coulombienne du nucléon par rapport au coeur dont il subit le champ moyen, qui peut être importante dans les noyaux peu liés. Le calcul de la trajectoire est effectué à l'aide de l'algorithme de Runge-Kutta.

L'évolution temporelle suivant l'équation de Schrödinger est effectuée à l'aide de la méthode du split-opérateur [116, 117, 118], qui est basée sur les méthodes de transformées

de Fourier rapides et impose des conditions aux bords périodiques. Elle commence à une distance de 200 fm entre le projectile et la cible le long de l'axe du faisceau. Dans cette méthode, le propagateur associé au Hamiltonien  $H$  est scindé en une partie cinétique et une partie potentielle :

$$e^{-(i/\hbar)H\Delta t} \simeq e^{-i\Delta t p^2/4\hbar m} e^{-(i/\hbar)V_{C-P}[r]\Delta t} e^{-i\Delta t p^2/4\hbar m} \quad (3.4)$$

C'est une méthode efficace pour résoudre l'équation de Schrödinger dépendante du temps sur un réseau cartésien à trois dimensions. Cette méthode est plus rapide et plus précise (elle est exacte jusqu'au second ordre en  $\Delta t$ ) que les méthodes basées sur une expansion de Taylor de l'opérateur d'évolution. Elle permet de traiter des grands réseaux pour des grands temps d'évolution. Le pas en temps utilisé est de 1.7 fm/c sur un réseau de  $64 * 64 * 64$  fm<sup>3</sup> avec un pas de 0.5 fm. La précision numérique a été testée en fonction du pas du réseau. Le calcul est effectué dans le référentiel du laboratoire.

Après l'évolution, les contributions des fonctions d'onde liées dans le coeur de  $^{39}\text{K}$  sont soustraites de façon à ne conserver que la partie émise de la fonction d'onde. Cette soustraction est effectuée en projetant la fonction d'onde du proton sur tous les états liés du potentiel :

$$|\psi\rangle = |\phi\rangle - \sum_{\alpha} |\alpha\rangle \langle \alpha | \phi \rangle \quad (3.5)$$

Les fonctions d'onde liées dans le coeur de  $^{39}\text{K}$  sont l'état 1d lui-même lié par 8.47 MeV, l'état 1s lié par -28.7 MeV, l'état 1p lié par -18.9 MeV et l'état 2s lié par 7.18 MeV.

Les nombres quantiques du dernier proton lié dans le  $^{40}\text{Ca}$  sont  $1d_{5/2}$ . Le calcul est effectué pour chaque projection du moment angulaire  $-2 \leq m \leq 2$ . On effectue ensuite la moyenne des 5 calculs. La figure 3.6 a) montre la densité de probabilité de présence de la fonction d'onde du proton 1d ( $m=-2$ ) pour un paramètre d'impact de 9 fm. La figure b) montre la densité de probabilité de présence du proton après soustraction de la fonction 1d non perturbée et des autres fonctions d'onde plus liées que cette dernière, pour le même paramètre d'impact. Les figures suivantes présentent la densité de probabilité de présence du proton après soustraction pour les fonctions d'onde de projection  $m$  différente, pour  $b = 9$  fm.

Pour les petits paramètres d'impact, le calcul est arrêté lorsque le projectile a dépassé la cible d'une distance de 20 fm le long de l'axe du faisceau car la fonction sort du réseau. Nous avons vérifié que les résultats ne varient pas pour une évolution un peu plus longue. Le break-up nucléaire étant le mécanisme dominant, la fraction de break-up coulombien perdue ici est négligeable. L'éjectile  $^{40}\text{Ca}$  étant identifié dans le spectromètre SPEG, un paramètre d'impact minimal est imposé, correspondant à la trajectoire d'effleurement. Le paramètre d'impact minimal est sélectionné selon le modèle d'absorption forte tel que  $1.4(A_C^{1/3} + A_P^{1/3})$  fm, soit  $b_{\min} = 9$  fm dans ce cas. Le paramètre d'impact maximal  $b_{\max}$  est choisi tel que la fraction de fonction d'onde émise devienne négligeable (au-delà de 15 fm



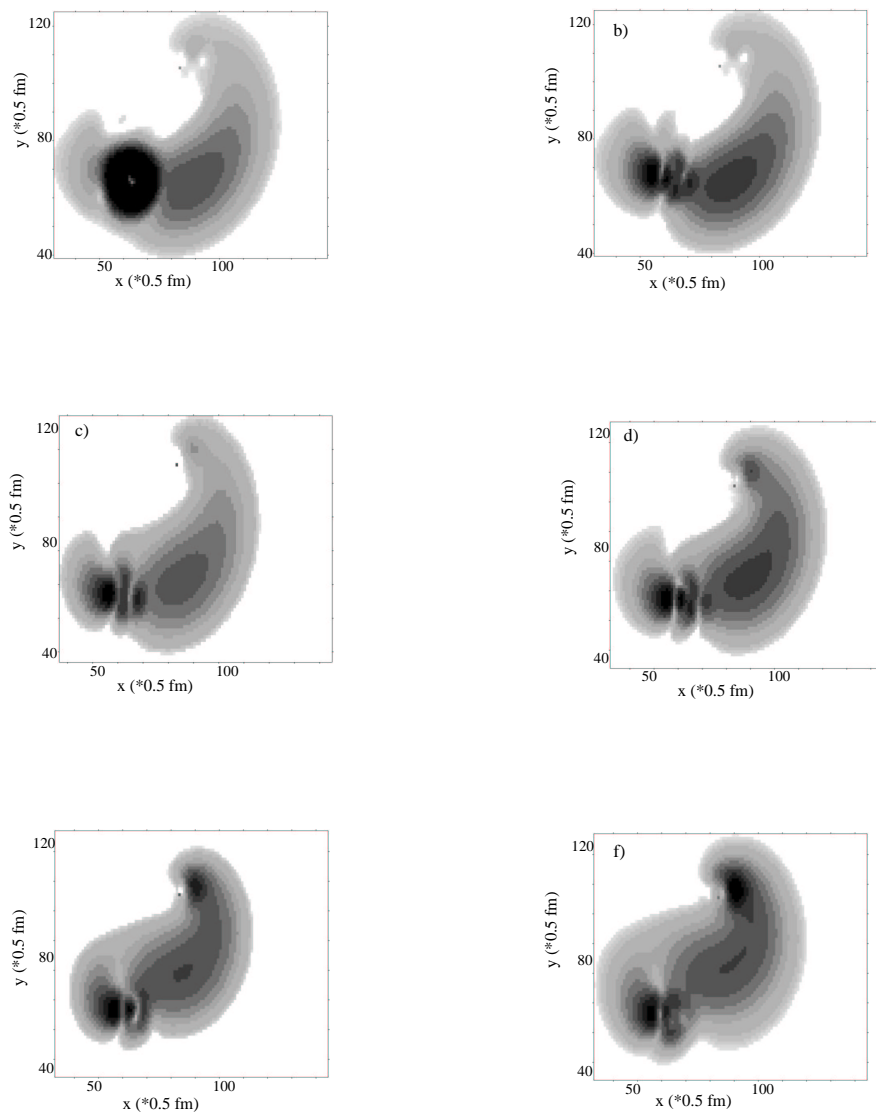


FIG. 3.6: Spectres de la densité de probabilité de présence du proton après diffusion d'un  $^{40}\text{Ca}$  sur une cible de  $^{40}\text{Ca}$  à 50 A.MeV pour un paramètre d'impact de 9 fm [115]. Les fonctions d'onde présentées correspondent aux différentes projections  $m$  du moment angulaire de la fonction d'onde 1d. Le spectre a) présente la densité de probabilité de présence avant soustraction des contributions des fonctions d'onde liées, pour la projection du moment angulaire  $m=-2$ . Le spectre b) est le même spectre après soustraction de ces contributions. Spectre c) : idem que b) mais pour  $m=-1$ . Spectre d) : idem que b) mais pour  $m=0$ . Spectre e) : idem que b) mais pour  $m=1$ . Spectre f) : idem que b) mais pour  $m=2$ .

dans le cas de notre réaction). La section efficace différentielle est obtenue en intégrant la probabilité d'émission de la fonction d'onde entre  $b_{\min}$  et  $b_{\max}$  :  $\sigma = \sum_i 2\pi b_i \Delta b_i \times 10^{-2} \times (\int d^3r |\Psi(\vec{r})|^2)_i$  barn, où  $\Delta b_i = (b_{i+1} - b_{i-1})/2$ . Le pas entre les paramètres d'impact est de 1 fm. Enfin la distribution angulaire du proton est extraite en effectuant la transformée de Fourier de la densité de fonction d'onde émise. Pour prendre en compte totalement l'interaction dans l'état final, cette transformation devrait être effectuée sur la fonction d'onde asymptotique. Nous avons donc contrôlé que la densité de fonction d'onde émise n'évolue pas dans l'espace des moments.

### 3.2.2 Comparaison des résultats expérimentaux avec les résultats théoriques

Les distributions angulaires expérimentales des protons émis du côté de l'éjectile dans le référentiel du laboratoire sont présentées sur la figure (3.7), pour une énergie dissipée dans la réaction par le projectile comprise entre 20 et 50 MeV. Les points représentent la distribution angulaire expérimentale pour les protons qui alimentent l'état fondamental du  $^{39}\text{K}$ . Elle est comparée à la moyenne des résultats théoriques obtenus pour les 5 projections du moment angulaire  $l=2$  possibles ( $-2 \leq m \leq 2$ ). L'ordre de grandeur de la section efficace est bien reproduit par la courbe théorique, cependant les formes des distributions angulaires expérimentale et théorique sont assez différentes. Pour des angles  $\theta \leq 40$  degrés, la courbe théorique ne reproduit pas bien les données. On comprend la raison de cette différence en observant les spectres de la figure 3.6 représentant la densité de probabilité de présence du proton émis selon la valeur de sa projection de moment angulaire  $m$ . Comme on peut le voir sur la figure (3.6), la fonction d'onde, quelque soit la projection  $m$  considérée, possède une forte probabilité de présence au niveau des potentiels de la cible et du projectile, même après soustraction. Ces parties de la fonction d'onde participent à la distribution angulaire calculée de la figure (3.7), alors qu'elles ne sont pas forcément émises. Pour éviter cet artefact, une solution consiste à ajouter une partie imaginaire aux potentiels optiques de la cible et du projectile de façon à absorber ces contributions.

## 3.3 Etude des événements de multiplicité deux protons

Les paragraphes qui suivent sont consacrés à l'analyse des événements dans lesquels deux protons sont détectés. Dans un premier temps le spectre en section efficace invariante correspondant est analysé. Ensuite les distributions angulaires et les corrélations énergétiques sont étudiées.

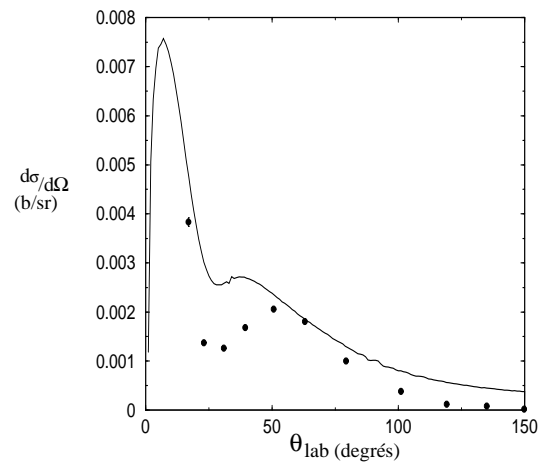


FIG. 3.7: Comparaison des distributions angulaires expérimentales (points avec barres d'erreur) et théoriques (trait plein) pour les protons alimentant l'état fondamental du  $^{39}\text{K}$  et le groupe des premiers états excités [115], et une énergie perdue par le projectile comprise entre 20 et 50 MeV.

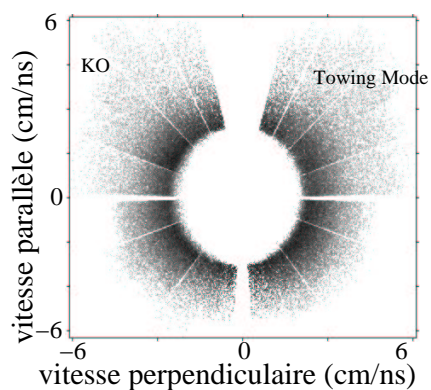


FIG. 3.8: Spectre en section efficace invariante représentant la composante de la vitesse des protons parallèle au faisceau en fonction de sa composante en vitesse perpendiculaire dans le référentiel du laboratoire. Les événements pris en compte sont ceux où sont détectés deux protons. Les protons ont une énergie cinétique supérieure à 3 MeV.

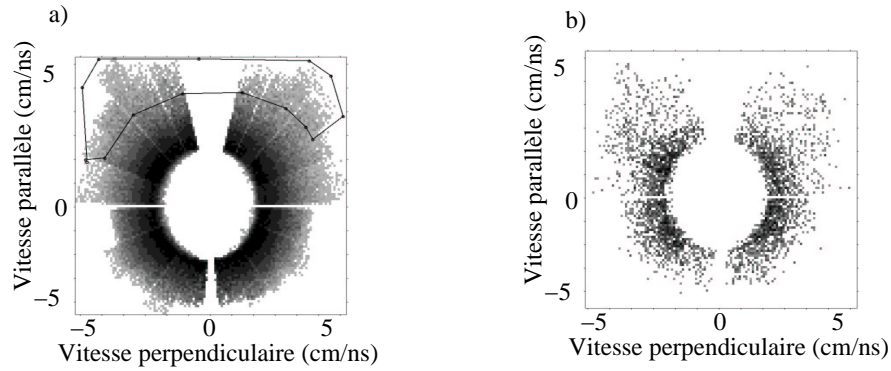


FIG. 3.9: Figure a) : spectre en section efficace invariante pour les événements à deux protons. Un contour est dessiné sur les protons énergétiques détectés à l'avant. Figure b) : spectre en section efficace invariante pour les événements où l'on a détecté deux protons. Un proton de l'événement doit se trouver dans le contour de la figure a), tandis que le proton associé se trouve sur la figure b).

### 3.3.1 Spectres en section efficace invariante

A partir d'une énergie d'excitation de 22 MeV, deux protons d'énergie cinétique supérieure à 4 MeV peuvent être émis. Grâce au multidétecteur INDRA, nous possédons une information sur la multiplicité de l'événement. Si l'on ne fait pas de coupure angulaire, environ 80 % des événements de multiplicité deux protons sont complètement détectés. Nous allons étudier les corrélations angulaires et énergétiques des événements où deux protons sont détectés par INDRA en coïncidence avec le  $^{40}\text{Ca}$  dans le spectromètre SPEG.

Sur la figure (3.8) est représenté le spectre en section efficace invariante des protons appartenant à un événement de multiplicité deux protons. On observe une dissymétrie entre les vitesses des protons émis aux angles avant par rapport à la direction du faisceau et celles des protons émis aux angles arrière. Les protons détectés à l'avant ont une vitesse intermédiaire entre la vitesse du faisceau et celle de la cible. Ils sont donc impliqués dans des processus dynamiques. En effet la décroissance de la cible suit une distribution en polynômes de Legendre, symétrique autour de la direction de recul de la cible dans son référentiel de centre de masse. Si les protons étaient tous issus de la décroissance statistique, les protons se répartiraient dans un disque et auraient tous la même vitesse maximale quelque soit leur angle d'émission. Les caractéristiques de ces mécanismes restent à déterminer.

Si l'on impose que l'un des protons se trouve dans le contour dessiné sur le spectre (3.9) a) sur des protons d'énergie supérieure à environ 10 MeV émis à l'avant, alors on peut étudier la distribution du second proton émis sur le spectre (3.9) b). Cette dernière suit principalement l'allure attendue pour une désexcitation de la cible. Il s'agit d'un

mécanisme de réaction, lors duquel un proton est émis à l'avant, et la cible est laissée dans un état excité au dessus du seuil d'émission proton. Un second proton de désexcitation est donc émis. Quel est le mécanisme qui donne lieu à l'émission du proton énergétique à l'avant ? S'agit-il d'un seul mécanisme ou de différents mécanismes ayant des sections efficaces comparables ? La distribution de ces protons semble être symétrique autour de la direction du faisceau dans un cône d'ouverture 50 degrés en moyenne mais qui se rétrécit avec l'augmentation de l'énergie d'excitation. Sur le spectre (3.9) b), quelques protons de grande énergie subsistent à l'avant, il y a donc quelques cas où les deux protons sont émis dynamiquement, mais ils sont minoritaires à ces énergies d'excitation apparentes (avec le contour dessiné on dénombre que moins de 10% des événements du contour sont des protons de grande énergie émises aux angles avant).

### 3.3.2 Distributions angulaires associées aux événements à deux protons

Les distributions angulaires des protons alimentant l'état fondamental de l' $^{38}\text{Ar}$  des événements de multiplicité égale à deux protons sont présentées pour des intervalles en énergie d'excitation différents dans le référentiel du laboratoire et du centre de masse de la cible sur les figures (3.10) a) et b) respectivement. Les distributions angulaires dans le référentiel du centre de masse de la cible n'ont pas une allure de polynôme de Legendre. Une forte composante étalée entre 40 et 110 degrés de la direction de recul est visible. Elle semble être scindée entre un pic à 110 degrés, un pic autour de 50 degrés et un pic dans la direction de recul. A partir de 30-34 MeV d'énergie d'excitation, la situation devient plus claire, deux contributions sont observées, l'une autour d'un angle de 110 degrés et l'autre dans la direction de recul de la cible. Le premier pic peut être interprété comme du towing mode, le second comme du knock-out ou de la décroissance statistique. Pour des énergies d'excitations supérieures à 42 MeV, le pic situé autour de 110 degrés dans le référentiel du centre de masse de la cible semble se rapprocher de la direction de recul de la cible. En regardant les distributions correspondantes dans le référentiel du laboratoire, on voit que les événements aux petits angles autour de la direction du faisceau voient leur section efficace augmenter. Il s'agit des angles caractéristiques du pick-up break-up. On remarque qu'il commence à prendre de l'importance dans les distributions angulaires à une énergie plus élevée d'environ 12 MeV que dans les événements de multiplicité égale à un proton, qui est l'énergie d'excitation minimale nécessaire dans la cible pour émettre un second proton d'énergie supérieure à 4 MeV, conformément aux prédictions de la référence [67].

Les distributions angulaires des protons alimentant le premier état excité de l' $^{38}\text{Ar}$  dans les mêmes conditions ont été étudiées. Les caractéristiques générales de ces distributions angulaires sont les mêmes que celles des distributions des protons alimentant l'état fondamental. Les sections efficaces différentielles sont du même ordre de grandeur selon qu'elles sont conditionnées par l'état fondamental ou le premier état excité de l' $^{38}\text{Ar}$ .

Les mécanismes présents dans la voie inélastique dans les événements de multiplicité

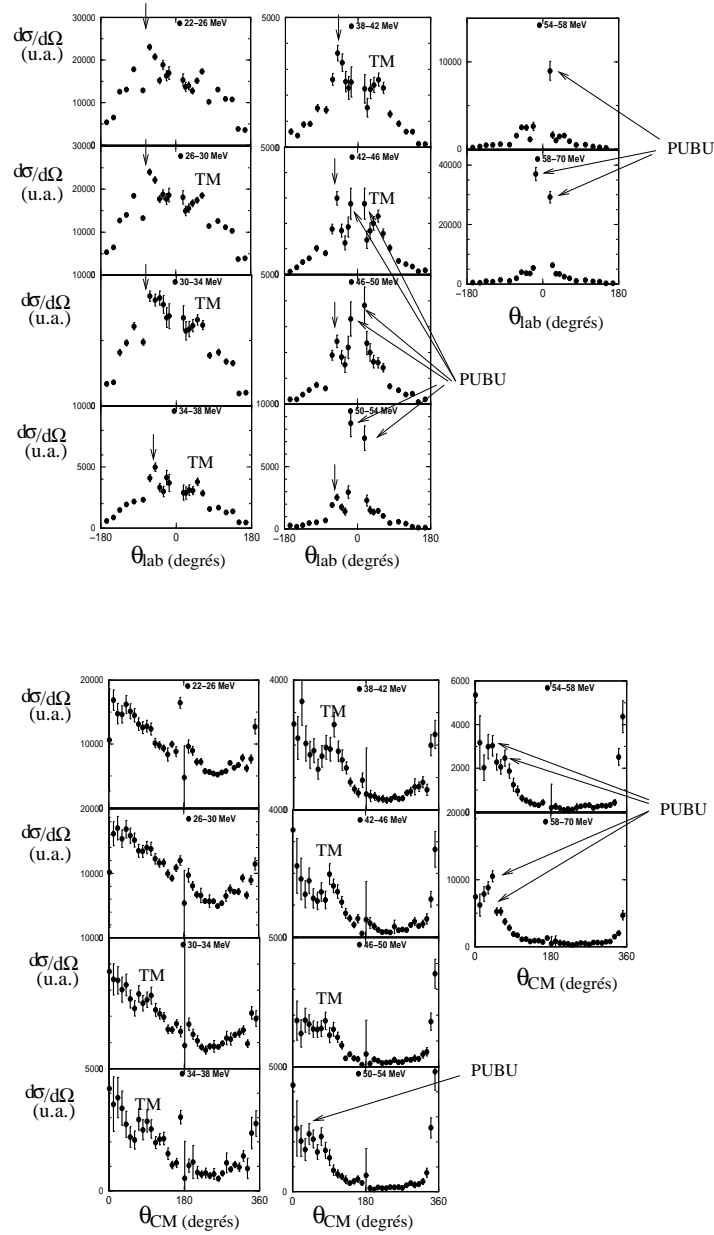


FIG. 3.10: Spectre du haut : distributions angulaires des événements à deux protons détectés en coïncidence avec l'éjectile  $^{40}\text{Ca}$ , pour les événements qui laissent le noyau résiduel  $^{38}\text{Ar}$  dans son état fondamental, et pour différentes tranches en énergie d'excitation. L'énergie des protons est supérieure à 4 MeV. Les données sont présentées dans le référentiel du laboratoire. Les petites flèches indiquent la direction de recul de la cible, les initiales TM et PUBU, le Towing Mode et le Pick-up Break-up respectivement. Spectre du bas : idem mais les données sont présentées dans le référentiel du centre de masse de la cible qui recule.

égale à une particule sont donc présents également dans les événements de multiplicité deux particules. Dans ce cas, une des particules est émise rapidement au cours du processus dynamique et l'autre provient de la désexcitation de la cible qui est excitée au moment du mécanisme. Dans la plupart des cas, des corrélations entre deux protons d'énergie compatibles avec la décroissance statistique de la cible ont été observées, ainsi que des corrélations entre un proton de grande énergie émis aux angles avant et un proton de plus basse énergie émis dans toutes les directions. Nous n'avons observé que peu de cas où les deux protons sont de grande énergie et émis tous deux à l'avant. Ceci est confirmé par les études précédentes sur le pick-up break-up, qui ont montré que le pick-up break-up de plusieurs particules était très peu probable et l'énergie d'excitation apparente requise est plus élevée que les énergie étudiée ici [67] [119]. Mais il n'existe pas encore d'étude sur le knock-out et le towing mode de plusieurs particules.

### 3.3.3 Mise en évidence de corrélations énergétiques spécifiques

Dans ce paragraphe, nous menons une étude préliminaire des corrélations en énergie des protons selon qu'ils sont tous deux détectés aux angles avant par rapport à la direction du faisceau ou aux angles arrière, en fonction de l'énergie d'excitation considérée. Pour cela, nous utilisons une fonction de corrélation dont le but est de mettre en évidence les corrélations non statistiques des événements. La fonction de corrélation [120] utilisée ici s'écrit :

$$f_{ij} = \frac{x_{ij}}{\frac{\sum_k x_{kj} \sum_l x_{il}}{\sum_{kl} x_{kl}}} \quad (3.6)$$

où  $x_{ij}$  représente le nombre de paires de protons d'énergies  $E_i$  et  $E_j$ . Le dénominateur est le produit de la colonne  $j$  par la ligne  $i$  dans la matrice des énergies des deux protons divisé par le nombre total de paires. Le dénominateur est constitué de paires de protons ne respectant pas forcément la conservation de l'énergie. Sur les trois figures présentées ((3.11), (3.12), (3.13)), dans les spectres situés à gauche ne sont pris en compte que les protons aux angles arrière, tandis que sur les spectre situés à droite ce ne sont que les protons détectés aux angles avant. Les niveaux de gris foncés montrent de faibles corrélations tandis que les niveaux de gris clairs montrent des corrélations plus fortes. Le fond blanc de chaque spectre montre une corrélation égale à 1, c'est-à-dire pas de corrélation. Le numérateur de la fonction de corrélation est présenté sur le spectre a) de la figure (3.11). Sur le spectre b) le dénominateur est présenté. On voit sur ce spectre que la conservation de l'énergie n'est pas respectée par toutes les paires de protons construites aléatoirement car les événements se répartissent sur tout le spectre tandis que sur le spectre a) ils n'occupent qu'une partie du spectre, la limite étant imposée par l'intervalle en énergie d'excitation sélectionné. Sur le dernier graphe c), la fonction de corrélation, pour des corrélations positives uniquement, est présentée. En effet on attend pour la décroissance directe des états à deux phonons un excès de paires de protons ayant à peu près la même énergie. Sur le

spectre c) de la figure (3.11), pour deux protons détectés aux angles arrière, on voit une forte corrélation entre des protons de très basse énergie et des protons de grande énergie (le long des axes du spectre). Tandis que sur le spectre correspondant à deux protons détectés aux angles avant, ce n'est pas le cas. Les différences entre les deux spectres c) de la figure (3.11) peuvent s'expliquer par des différences de seuil entre les détecteurs aux angles arrière et les détecteurs aux angles avant. Sur les deux spectres par contre on voit une corrélation entre deux protons d'énergie à peu près identique, sur une anti-diagonale. Cette corrélation peut être due à la présence de modes collectifs. En effet, on attend ces corrélations à la fois à l'avant et à l'arrière. Mais elle peut provenir également de la conservation de l'énergie. L'intersection de cette anti-diagonale avec les axes du spectres donne l'énergie maximale emportée par les deux protons. Additionnée aux seuils d'émission de protons dans le  $^{40}\text{Ca}$  (8.33 MeV) et le  $^{39}\text{K}$  (6.4 MeV), nous retrouvons la borne supérieure de l'intervalle en énergie d'excitation considéré. Sur la figure (3.12), on compare les corrélations obtenues aux angles avant et arrière pour différentes tranches en énergie d'excitation. Les corrélations entre un proton de grande énergie et un proton de basse énergie ne sont pas plus importantes sur les spectres où les deux protons sont détectés aux angles avant, c'est même l'inverse. On aurait pu s'attendre à voir des corrélations plus fortes aux angles avant en raison des mécanismes de réaction déjà discutés au chapitre précédent. Cela signifie que la seconde particule étant émise lors de la désexcitation de la cible excitée lors du processus dynamique, son énergie n'est pas corrélée avec l'énergie de la première particule émise dynamiquement plus que ne l'impose la conservation de l'énergie.

Par ailleurs, on voit apparaître à l'avant et à l'arrière plus de corrélations entre deux protons d'environ la même énergie au fur et à mesure que l'on augmente l'énergie d'excitation. Lorsque l'énergie est supérieure à 40 MeV, la probabilité d'émettre trois protons d'énergie moyenne devient grande, et l'angle solide couvert dans les spectres considérés n'est que de  $2\pi$  environ, une troisième particule a pu être émise sans être détectée. Dans ce cas la somme des énergies des deux protons et des seuils d'émission proton n'atteint pas la totalité de l'énergie d'excitation considérée. En effet, au-dessus de 38 MeV d'énergie d'excitation, sur les spectres de la figure (3.13), les énergies mesurées aux intersections de l'anti-diagonale d'énergie maximale avec les axes ne suffisent plus à retrouver les bornes de l'intervalle en énergie d'excitation.

Enfin on peut noter que ces corrélations sont plus importantes aux angles avant, et donc pourraient être dues à des processus dynamiques impliquant les deux protons ensemble.



## 3.4 Distributions angulaires associées aux événements de multiplicité 3 protons

### 3.4.1 Spectre en section efficace invariante à trois protons

Le spectre en section efficace invariante construit avec les événements de multiplicité trois protons est présenté sur la figure (3.14). On voit une dissymétrie entre les hémisphères avant et arrière par rapport à la direction du faisceau. Dans l'hémisphère avant les protons atteignent des énergies plus grandes que les protons émis à l'arrière. Des mécanismes de réaction impliquant les événements à trois protons autres que la diffusion inélastique sont donc présents. Etudions la région en énergie d'excitation qui nous intéresse pour un état à trois phonons quadrupolaire, jusqu'à 55 MeV, comparée à la région en énergie supérieure. En comparant les figures (3.15) a) et b), on voit que les mécanismes deviennent importants au-dessus de 55 MeV d'énergie d'excitation.

### 3.4.2 Distributions angulaires

Les distributions angulaires des protons alimentant l'état fondamental du  $^{37}\text{Cl}$  des événements de multiplicité égale à trois protons sont présentées pour des intervalles en énergie différents dans le référentiel du laboratoire et du centre de masse de la cible sur les figures (3.16) a) et b) respectivement. Autour de la direction de recul de la cible une grande section efficace différentielle est observée. Elle peut être attribuée à la décroissance statistique de la cible ou à du knock-out. Une augmentation de la section efficace différentielle autour de 40 degrés dans le référentiel du laboratoire est compatible avec du towing mode. Au-delà de 60 MeV d'énergie d'excitation, une augmentation de la section efficace différentielle associée aux petits angles à l'avant caractéristique du pick-up break-up est observée. Le pick-up break-up semble dominer la section efficace différentielle pour les énergies d'excitation supérieures à 56-60 MeV, ce qui laisse l'énergie supplémentaire nécessaire dans la cible pour l'émission d'un troisième proton de plus de 4 MeV d'énergie.

Les distributions angulaires des protons alimentant le premier état excité du  $^{37}\text{Cl}$  dans les mêmes conditions ont été étudiées et présentent une allure similaire à celles conditionnées par l'état fondamental.

Compte-tenu des observations concernant les événements de multiplicité deux protons, on peut penser qu'il s'agit encore ici de processus dynamiques qui laissent la cible dans un état très excité au-dessus du seuil d'émission deux particules. En effet on ne peut pas envisager à ces énergies d'excitation apparentes de pick-up break-up de 3 protons ni même de deux protons. Il faut étudier les possibilités d'observer le towing mode de 2 protons et 3 protons et le knock-out de la même façon.

### 3.5 Etude des événements de multiplicité égale à une particule alpha

La grande statistique de l'expérience permet d'étudier également les corrélations angulaire et énergétiques des alphas détectés. Dans la suite nous étudions le spectre en section efficace invariante des alphas détectés puis les corrélations angulaires qui permettent de mettre en évidence les différents processus dynamiques et l'excitation de la cible.

#### 3.5.1 Spectre en section efficace invariante pour les alphas

Deux spectres en section efficace invariante des alphas sont présentés sur la figure (3.17). Sur le spectre de gauche, autour de 70 degrés à gauche de la direction du faisceau on voit un surplus très important de particules de haute énergie, compatible avec le knock-out. Autour de 70 degrés à droite de la direction du faisceau on observe également des particules de haute énergie compatibles avec le towing mode. Ceci est mis en évidence sur le spectre b) dans lequel les alphas alimentent l'état fondamental de l' $^{36}\text{Ar}$ . En effet, les alphas émis par la désexcitation de la cible sont attendus dans la direction de recul de celle-ci, soit à -70 et 110 degrés de la direction du faisceau. Les alphas éventuellement émis par knock-out sont émis dans la direction de recul de la cible émettrice également, autour de -70 degrés. Enfin on n'attend pas de pick-up break-up d'un alpha à cette énergie d'excitation, on le trouve plutôt à environ 200 MeV d'énergie d'excitation [67]. Le spectromètre étant tourné à trois degrés dans le référentiel du laboratoire, les alphas corrélés avec l'éjectile par le towing mode se trouvent du même côté que celui-ci.

#### 3.5.2 Spectre en énergie manquante à un alpha

Le spectre en énergie manquante à un alpha pour différentes conditions angulaires est présenté sur la figure (5.3), extrait pour une énergie d'excitation comprise entre 20 et 50 MeV. Le spectre a), est construit avec des alphas détectés entre 130 et 220 degrés à l'arrière par rapport à la direction du faisceau, tandis que le spectre b) est construit pour des alphas détectés entre 30 et 110 degrés. Le spectre b) sélectionne ainsi la région angulaire attendue pour les alphas ayant subi le towing mode. Sur ce spectre on reconnaît clairement l'état fondamental de l' $^{36}\text{Ar}$  et son premier état excité  $2^+$  connu à 1.97 MeV. Le pic à 4.4 MeV pourrait être un état  $4^+$  provenant de la bande rotationnelle construite sur l'état fondamental [121]. Sur le spectre a) qui est construit dans une région où l'on n'attend que la décroissance statistique de la cible, ces états sont beaucoup moins peuplés. Ceci constitue une autre signature d'un mécanisme de réaction qui alimente ces états. De plus le  $\beta_2$  de l'état  $2^+$  est égal à 0.27 et correspond à un noyau déformé [121]. Il n'est pas possible d'affirmer que l'état fondamental du  $^{40}\text{Ca}$  contient une composante dans laquelle un  $^{36}\text{Ar}$  déformé est associé à une particule alpha tant que le mécanisme de réaction n'est pas bien compris. En effet le towing mode pourrait laisser l'un des noyaux impliqués dans un état excité.

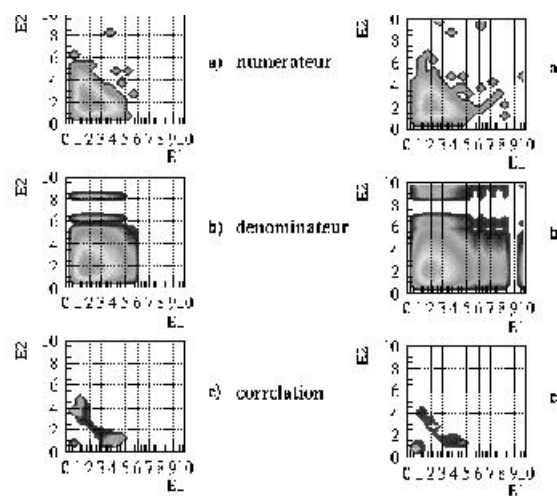


FIG. 3.11: Corrélations énergétiques entre les deux protons d'événements de multiplicité égale à deux protons. En abscisse et en ordonnée se trouvent les énergies des protons, il faut multiplier par 2 pour convertir en MeV. L'angle de l'éjectile est imposé supérieur à 2 degrés dans le référentiel du laboratoire. En abscisse et en ordonnée se trouvent les énergies des protons. Spectre a) couples de protons expérimentaux, l'échelle de gris est logarithmique. Spectre b) couples de protons constitués aléatoirement, l'échelle de gris est logarithmique. Spectre c) fonction de corrélation, l'échelle de gris est logarithmique.

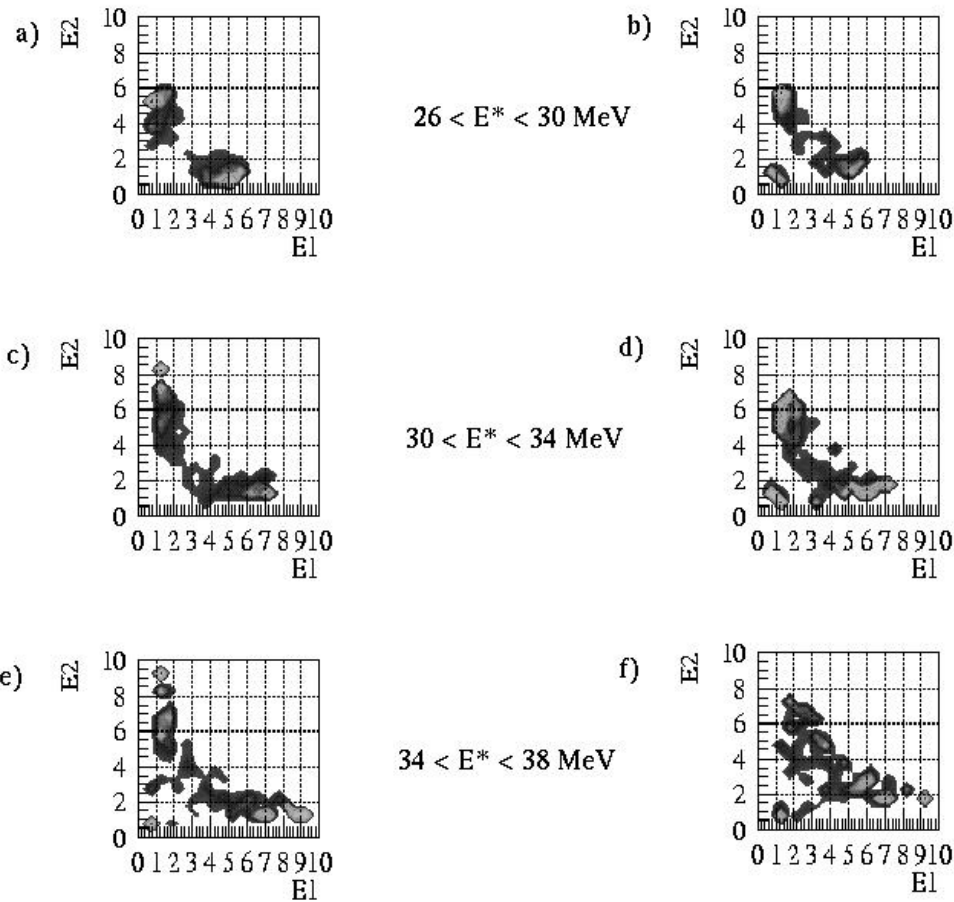


FIG. 3.12: Corrélations énergétiques entre les deux protons d'événements de multiplicité égale à deux protons. En abscisse et en ordonnée se trouvent les énergies des protons, il faut multiplier par 2 pour convertir en MeV. L'angle de l'éjectile est imposé supérieur à 2 degrés dans le référentiel du laboratoire. Les spectres situés à gauche ne prennent en compte que deux protons détectés aux angles arrières, tandis que les spectres situés à droite ne prennent en compte que deux protons détectés à l'avant. Les spectres sont conditionnés par des intervalles en énergie d'excitation différents : Spectres a) et b) :  $26 \geq E^* \geq 30 \text{ MeV}$ , Spectres c) et d) :  $30 \geq E^* \geq 34 \text{ MeV}$ , Spectres e) et f) :  $34 \geq E^* \geq 38 \text{ MeV}$ .

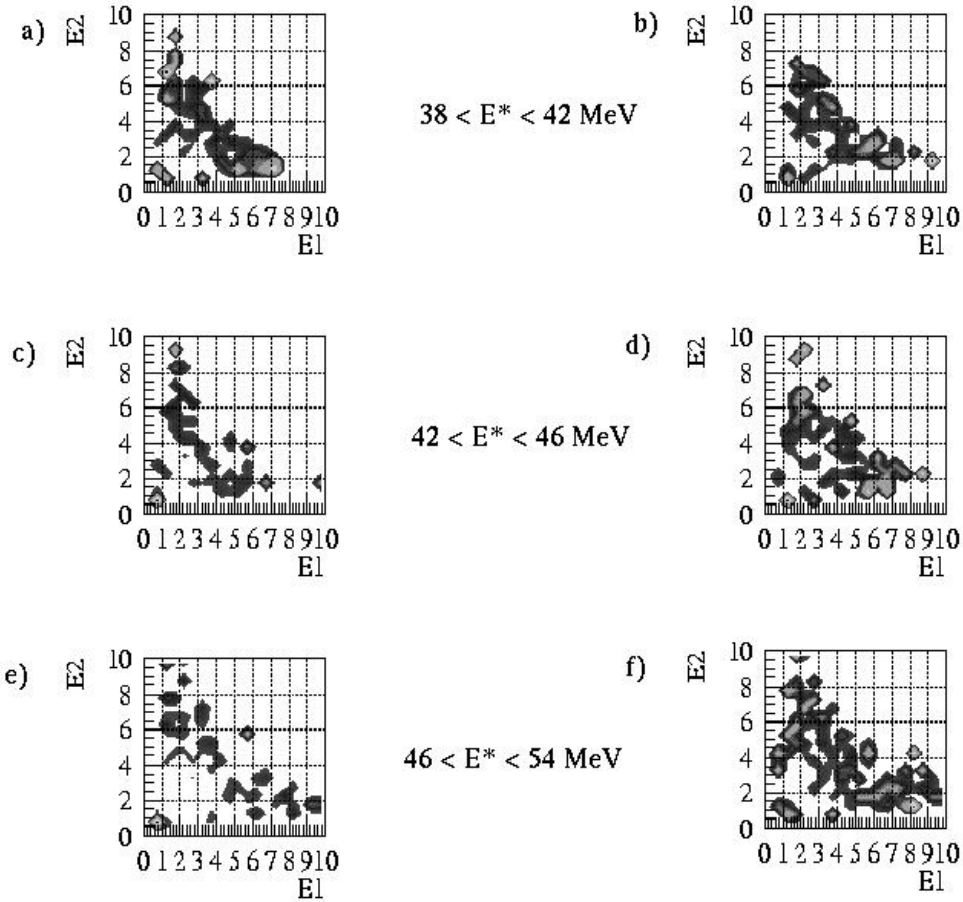


FIG. 3.13: Idem que la figure précédente mais les intervalles en énergie d'excitation considérés sont : Spectres a) et b) :  $38 \geq E^* \geq 42 \text{ MeV}$ , Spectres c) et d) :  $42 \geq E^* \geq 46 \text{ MeV}$ , Spectres e) et f) :  $46 \geq E^* \geq 54 \text{ MeV}$ .

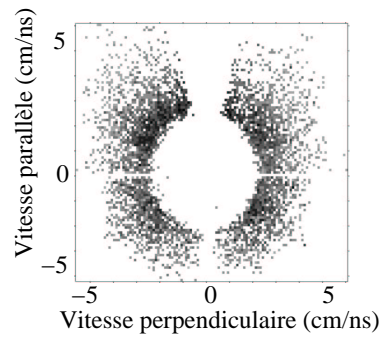


FIG. 3.14: Spectre en section efficace invariante de la composante en vitesse des protons parallèle à la direction du faisceau en fonction de sa composante perpendiculaire, pour des événements où l'on a détecté 3 protons. On impose que les trois protons décroissent vers des états du  $^{37}\text{Cl}$  au-dessous de 17 MeV d'énergie d'excitation.

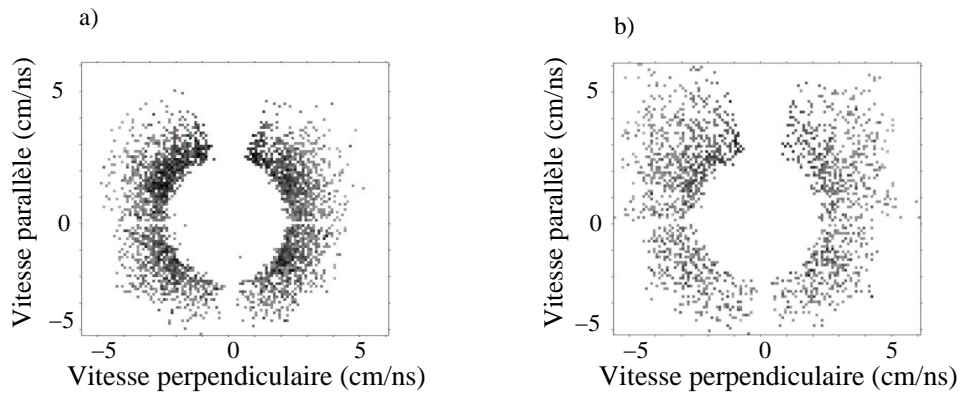


FIG. 3.15: Spectre a) : spectre en section efficace invariante de la composante en vitesse des protons parallèle à la direction du faisceau en fonction de sa composante perpendiculaire, pour les événements de multiplicité trois protons. On impose que les trois protons décroissent vers des états du  $^{37}\text{Cl}$  au-dessous de 17 MeV d'énergie. L'énergie d'excitation est inférieure à 55 MeV. Spectre b) : idem mais l'énergie d'excitation est supérieure à 55 MeV.

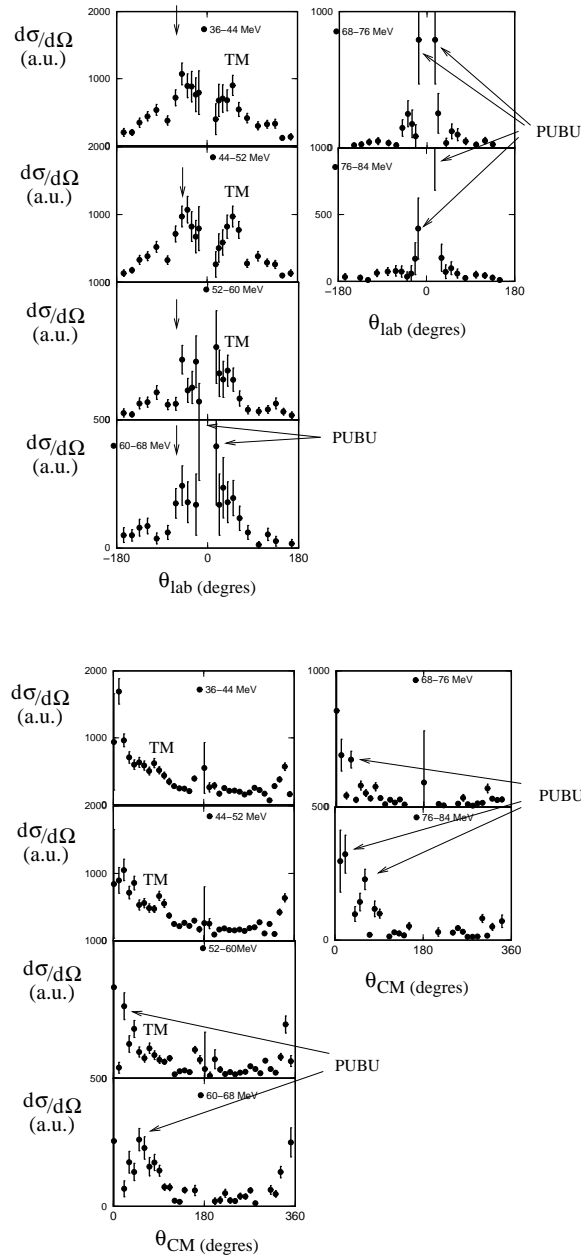


FIG. 3.16: Spectres du haut : distributions angulaires des événements à trois protons détectés en coïncidence avec l'éjectile  $^{40}\text{Ca}$ . Le noyau résiduel  $^{37}\text{Cl}$  est dans son état fondamental. L'énergie des protons est supérieure à 4 MeV. Les distributions angulaires sont fournies pour différentes tranches en énergie d'excitation. Les données sont présentées dans le référentiel du laboratoire. Les petites flèches indiquent la direction de recul de la cible, les initiales TM et PUBU, le Towing Mode et le Pick-up Break-up respectivement. Spectres du bas : idem mais les données sont présentées dans le référentiel du centre de masse de la cible qui recule.

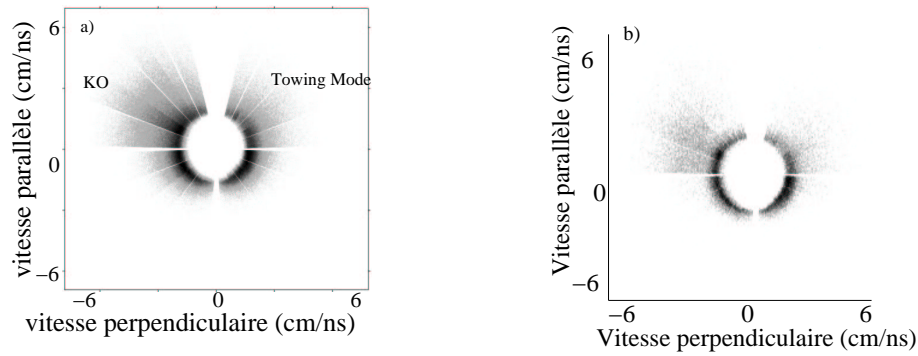


FIG. 3.17: Spectre a) : section efficace invariante des alphas pour les événements de toute multiplicité. Le seuil en énergie des alphas est 6 MeV. L'énergie d'excitation est supérieure à 6 MeV. Spectre b) : même chose mais les alphas alimentent l'état fondamental de l' $^{36}\text{Ar}$ .

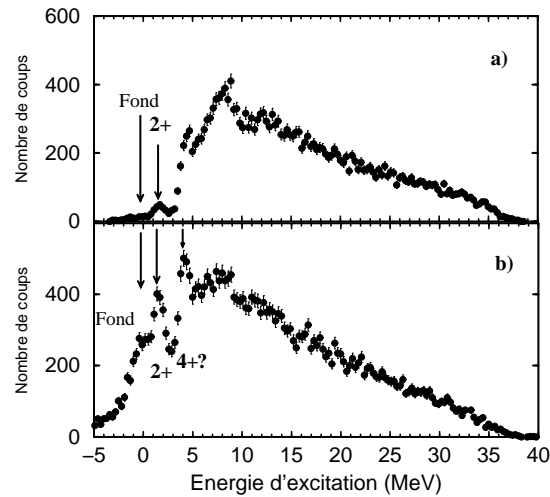


FIG. 3.18: Spectre final de l' $^{36}\text{Ar}$  pour un intervalle en énergie d'excitation de 20 à 50 MeV, où le towing mode diffère beaucoup de la décroissance statistique de la cible. Spectre a) : les alphas sont détectés entre 130 et 220 degrés à l'arrière par rapport à la direction du faisceau dans le référentiel du laboratoire. Spectre b) : les alphas sont détectés entre 30 et 110 degrés dans le référentiel du laboratoire.



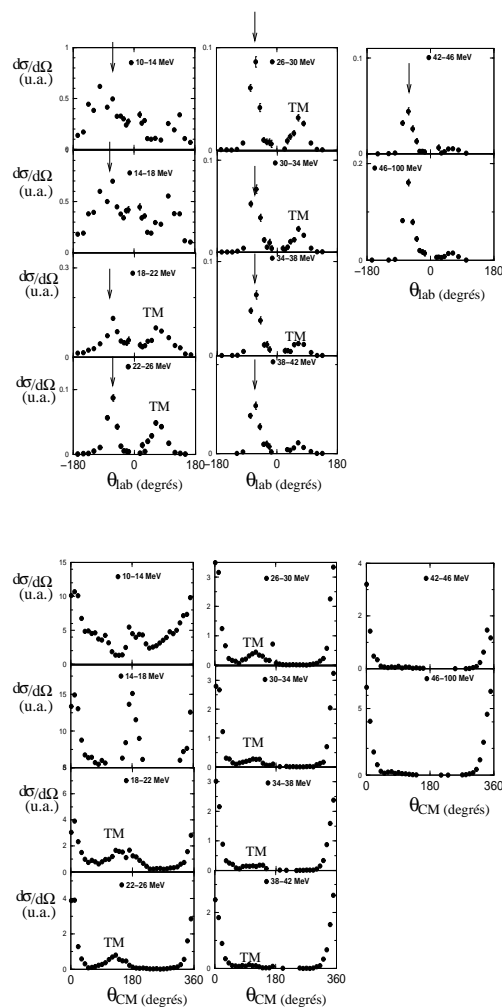


FIG. 3.19: Distribution angulaire des particules alphas dans le référentiel du laboratoire, qui alimentent l'état fondamental de l' $^{36}\text{Ar}$ . Les petites flèches indiquent la direction de recul de la cible, les initiales TM et PUBU, le Towing Mode et le Pick-up Break-up respectivement.

### 3.5.3 Distributions angulaires des alphas

Les distributions angulaires des alphas alimentant l'état fondamental de l' $^{36}\text{Ar}$  sont présentées pour des intervalles en énergie différents dans le référentiel du laboratoire et du centre de masse de la cible sur les spectres a) et b) respectivement de la figure 3.19. Jusqu'à une énergie d'excitation de 22 MeV, les distributions angulaires sont symétriques autour de l'axe de recul de la cible, ce que l'on attend d'une distribution en polynômes de Legendre caractéristique de la décroissance statistique. Au-delà de cette énergie, un excès de section efficace autour de 70 degrés dans le référentiel du laboratoire du côté de l'éjectile est visible sur les deux figures. L'émission d'alphas dans la direction de recul de la cible domine les spectres pour des énergies supérieures à 26 MeV. Cette émission peut être attribuée à la décroissance statistique ou au knock-out de particule alpha. D'après

les spectres en section efficace invariante, une forte composante de knock-out est observée. Le spectre en section efficace invariante 3.17 montre que les alphas atteignent de plus grandes énergie dans cette direction que vers les angles arrière, ce qui montre qu'un processus dynamique est responsable d'au moins une partie des alphas observés dans la direction de recul de la cible.

Les distributions angulaires des protons alimentant le premier état excité de l' $^{36}\text{Ar}$  dans les mêmes conditions ont été étudiées. Les caractéristiques générales sont les mêmes que sur les spectres précédents. Le towing mode se différencie de la décroissance statistique de la cible à partir d'une énergie de 22 MeV. Au-delà de 38 MeV, l'émission d'alphas dans la direction de recul de la cible domine largement les distributions angulaires.

### 3.5.4 Conclusions et perspectives sur le towing mode d'alphas

L'étude du mécanisme de réaction qui conduit à l'émission d'une particule alpha avec ces corrélations angulaire et énergétique spécifiques peut apporter des informations sur la clusterisation des noyaux dans leur état fondamental. Jusqu'ici les états moléculaires nucléaires connus sont des états résonants ou des états excités des noyaux. La chaîne isotopique des Be et celle des C ont déjà fourni de nombreux exemples d'états moléculaires [122, 123, 124]. L'observation de towing mode d'alphas conditionné par l'état fondamental de l' $^{36}\text{Ar}$  pourrait signifier que ces alphas sont préformés dans l'état fondamental du  $^{40}\text{Ca}$ . Seule l'étude théorique du processus dynamique en comparaison avec l'expérience permettrait d'acquérir des informations supplémentaires. Une expérience sur une chaîne isotopique de Carbone sera proposée au GANIL l'an prochain ([125]). Le développement d'un nouveau modèle théorique pour étudier les caractéristiques du towing mode d'alphas est en cours par des théoriciens du GANIL et du LPC.

## 3.6 Résumé, conclusions et perspectives

Nous avons étudié les mécanismes de réaction de la voie inélastique de façon d'une part à s'en affranchir pour l'étude des modes collectifs de la cible qui va suivre et d'autre part pour obtenir des informations sur la structure des noyaux. Les processus dynamiques, knock-out, pick-up break-up et towing mode sont observés dans les canaux où un, deux et trois protons sont émis. La plupart du temps le second proton vient du fait que ces processus peuvent laisser dans la cible suffisamment d'énergie d'excitation pour qu'elle se désexcite en émettant un proton. Quelques événements dans lesquels deux protons de grande énergie sont émis à l'avant sont observés aux grandes énergies. Une étude plus fine permettra peut-être de voir le towing mode de deux protons. En ce qui concerne les événements de multiplicité trois protons, une étude des corrélations en énergie serait intéressante pour déterminer si les processus observés sont similaires à ceux vus dans les événements de multiplicité deux protons. Par ailleurs pour la première fois le towing mode

de particules alphas est observé, présageant d'apporter des informations nouvelles sur la clusterisation des noyaux.

Pour étudier les modes collectifs du  $^{40}\text{Ca}$  par leur décroissance par particules chargées, nous sélectionnerons donc les particules émises aux angles arrière. Cette sélection est aussi nécessaire pour les événements de multiplicité deux protons. Dans le cas de multiplicités trois protons, nous n'appliquerons pas cette sélection, car la contribution inélastique est faible et la statistique recueillie est trop faible pour permettre de perdre un nombre important d'événements.

## Chapitre 4

# Analyse et interprétation des résultats

*Ce chapitre est consacré à l'analyse et l'interprétation des résultats expérimentaux obtenus dans la réaction  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  à 50 A.MeV. Une première étude porte sur les données inclusives qui permettent de mettre en évidence différentes structures dans le spectre inélastique susceptibles d'être des excitations de la cible. Les résultats sont discutés et comparés aux résultats expérimentaux antérieurs. Cette étude préliminaire est ensuite complétée par l'analyse des données en coïncidence pour différentes régions en énergie d'excitation à l'aide des spectres en énergie manquante. La décroissance directe par protons de la RGQ mesurée ici confirme les résultats précédents. Pour la première fois sa décroissance directe par alphas est mise en évidence. La décroissance de la région en énergie intermédiaire entre les états à un et deux phonons quadrupolaires est étudiée et montre la présence de modes collectifs. La décroissance directe par deux protons aux angles arrière par rapport à la direction du faisceau, signant la présence d'états à deux phonons, est mise en évidence. Dans la région de l'état à trois phonons quadrupolaires, la décroissance directe par trois protons est observée, ce qui démontre la présence d'états à trois phonons. Enfin, le spectre en énergie d'excitation est étudié en coïncidence avec des protons émis aux angles arrière dans le référentiel du laboratoire. Des structures attribuées à des modes collectifs sont extraites.*

Après un bilan des études antérieures sur les modes collectifs dans le  $^{40}\text{Ca}$ , nous débiterons ce chapitre par l'étude des données inclusives. Nous aborderons ensuite l'étude des données en coïncidence en fonction de l'énergie d'excitation.

## 4.1 Résultats antérieurs sur le $^{40}\text{Ca}$

### 4.1.1 Résonances géantes

Le  $^{40}\text{Ca}$  a fait l'objet de nombreuses études expérimentales dans le passé. Son caractère de noyau doublement magique permet des calculs théoriques complets donc le rend propice à des comparaisons expérience-théorie. De plus c'est un bon compromis entre les noyaux légers comme l'O, le Si ou le Mg qui présentent de forts taux de décroissance directe mais où les résonances sont très fragmentées, et les noyaux plus lourds où la distribution de force est plus concentrée, mais où la décroissance directe devient très faible. Les principales observations concernant les RG dans le  $^{40}\text{Ca}$  sont les suivantes :

- la résonance géante monopolaire (RGM) isoscalaire a été observée très fragmentée dans la région de 10 à 25 MeV. D'après les références [126] et [127], dans cette région elle n'épuise que 6 % de la règle de somme pondérée en énergie. La RGM dans le  $^{40}\text{Ca}$  a été étudiée récemment par diffusion inélastique d'alphas à zéro degré par Youngblood et al. [128], dans une région en énergie d'excitation comprise entre 10 et 55 MeV. D'après cette analyse, la force monopolaire isoscalaire  $E_0$  est centrée à  $19.18 \pm 0.37$  MeV, de largeur  $4.88 \pm 0.57$  MeV et épuisant  $97 \pm 11$  % de la règle de somme pondérée en énergie. Une comparaison avec une analyse microscopique dans l'approximation RPA couplée au continuum incluant des couplages des phonons à des configurations 1p-1t tirée de la référence [129], est présentée également dans la référence [128]. L'accord entre les règles de somme pondérées en énergie (EWSR) expérimentales et théoriques est satisfaisant. Ces conclusions semblent contredire celles des références [126] et [127]. D'après les auteurs de la référence [130], cette différence provient d'une surestimation du fond dans les analyses antérieures.
- la résonance géante dipolaire (RGD) isovectorielle a été très largement étudiée dans les expériences de photoabsorption [131, 132] ou dans les réactions de capture  $^{39}\text{K}(p, \gamma)^{40}\text{Ca}$  [133] dans lesquelles elle domine la section efficace. La règle de somme observée dans ces réactions est environ 70 %. Elle a également été étudiée par réaction d'échange de charge à l'aide de pions positifs et négatifs [134], par diffusion inélastique d'électrons [135, 80, 81, 82] et par diffusion inélastique de protons [136]. Elle est centrée à 19 MeV, et épuise environ 70 % de la règle de somme pondérée en énergie.
- la force dipolaire isoscalaire dans la région des résonances géantes a été localisée et mesurée dans la référence [128]. Elle est centrée à  $23.36 \pm 0.7$  MeV avec une lar-

geur de 5.34 MeV. Le pourcentage de règle de somme pondérée en énergie mesuré est de  $62^{+10}_{-20}$  %.

- la résonance géante quadrupolaire (RGQ) a été clairement mise en évidence par diffusion inélastique d’alphas [83], d’ $^3\text{He}$  [126], de pions [137], de protons [138, 136] et d’électrons [139]. Dans l’expérience la plus récente [128], les auteurs ont mesuré  $108 \pm 12$  % centrés à  $17.84 \pm 0.43$  MeV. Les études précédentes [130, 83, 140] ont identifié approximativement la moitié de la règle de somme pondérée en énergie (EWSR) autour de 17.8 MeV, sauf l’étude de la référence [137] de diffusion de pions qui indiquent 77 % de la EWSR E2 centrée autour de 18.2 MeV. Les résultats de la référence [128] diffèrent de ceux de la référence [130] car l’intervalle en énergie d’excitation étudié y est bien plus grand. Le continuum avait donc été estimé auparavant dans une zone en énergie où se trouvaient encore des modes collectifs. Il est bien plus faible que l’estimation initiale, ce qui augmente la force mesurée. La RGQ est fragmentée en au moins deux composantes, l’une centrée autour de 14.5 MeV qui satisfait environ 6% de la règle de somme et l’autre autour de 17.7 MeV [83] satisfaisant environ 80% de la règle de somme. Les calculs RPA ne reproduisent pas ce dédoublement. Leur reproduction nécessite l’inclusion de couplages entre excitations particule-trou de la RGQ avec des excitations 2p-2t ou des excitations p-t non collectives [31] [141]. Et même dans ce cas, l’intensité relative des deux pics de la RGQ n’est pas reproduite. Dans la référence [128], une comparaison entre les résultats expérimentaux et les calculs microscopiques de [141] est présentée pour la RGQ également. Les résultats sont en bon accord.
- les résonances géantes octupolaires (de basse énergie LEOR et de haute énergie HEOR) sont moins bien connues et ont fait l’objet d’observations contradictoires [83] [139].
- la résonance géante hexadécapolaire ( $L = 4$ ) a été mesurée dans une expérience de diffusion inélastique de protons [136] et 15 % de règle de somme extraites dans la région de 13 à 20 MeV.

#### 4.1.2 Région des RG, analyse en multipôles

De façon générale, dans les collisions d’ions lourds, les distributions angulaires sont peu sensibles à la multipolarité de la transition. Cependant, les comportements des modes de moment angulaire  $L=0$  et  $L=1$  sont assez différents de ceux avec  $L \geq 2$ . Alors que  $L=1$  est totalement différent des autres,  $L=0$  ne se distingue qu’à très petit angle (cf. figure (4.1)). Dans le système  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  à 50 A.MeV, l’interaction nucléaire domine par rapport à l’excitation coulombienne et les modes isoscalaires sont excités de façon privilégiée. Pour distinguer d’éventuels modes de multipolarités différentes, une analyse en multipôles a été menée dans la référence [99] qui a permis de mesurer la contribution de la RGD au spectre inélastique.

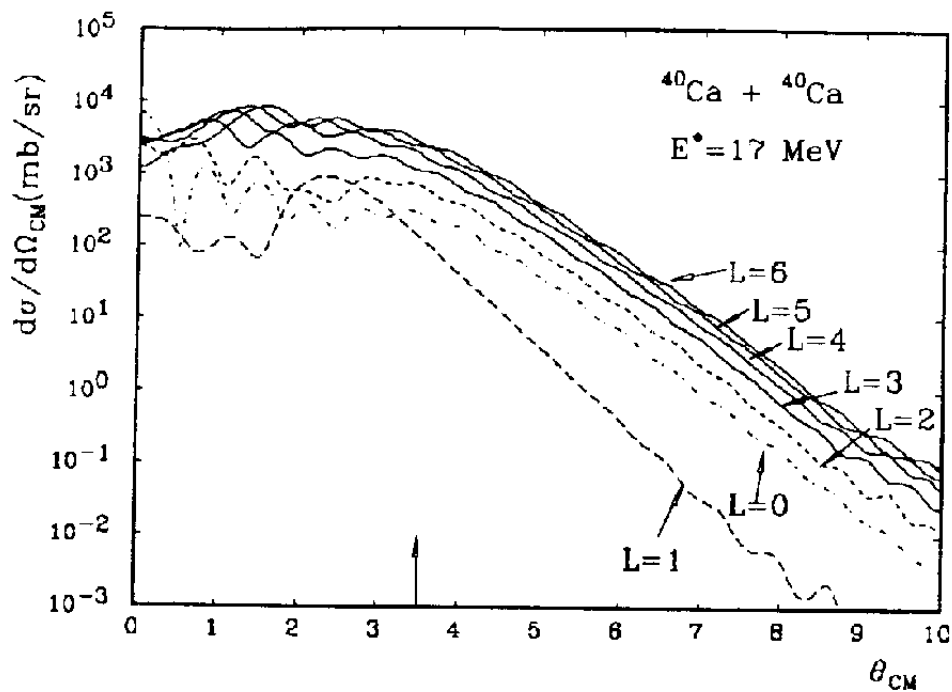


Fig. III.13

FIG. 4.1: Distributions angulaires de l'éjectile de la diffusion inélastique  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  dans le référentiel du centre de masse de la réaction, prises à une énergie d'excitation de la cible de 17 MeV pour des moments angulaires de transition de  $L=0$  à 6. [99]

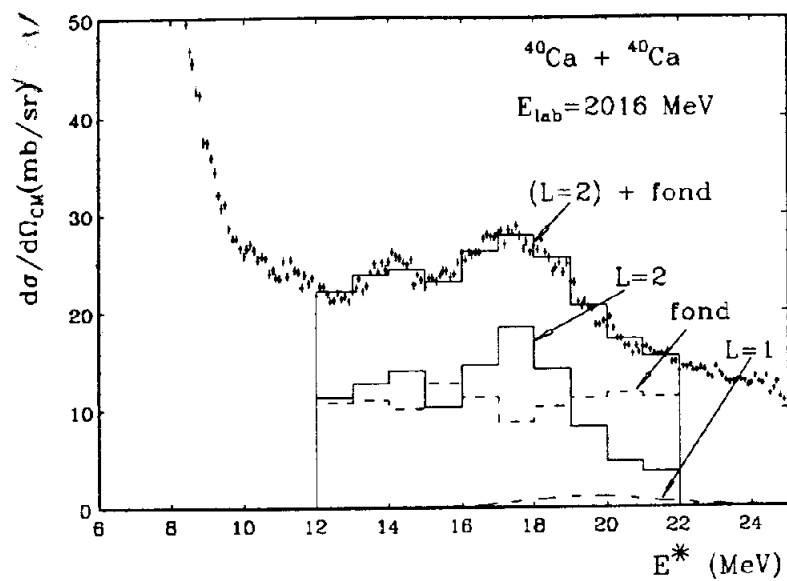


FIG. 4.2: Résultat de l'analyse en multipoles de la référence [99]

Le résultat de l'analyse en multipôles est présenté sur la figure (4.2). Sur cette figure on peut constater que la composante  $L = 1$  calculé pour 100 % de règle de somme n'apparaît que comme une faible contribution dans la fenêtre angulaire étudiée ( $\theta_{lab} \geq 1.7$  degrés). Les deux structures observées correspondent à l'excitation de modes de  $L \geq 2$ . La règle de somme obtenue en affectant ces structures à la RGQ, dans la région allant de 12 à 22 MeV, est dans ces conditions de 42 %. Ce résultat est en désaccord avec les résultats obtenus par diffusion d'alphas qui donnent environ 80 % de règle de somme pour la RGQ. Cependant, dans un article récent, une comparaison avec des calculs théoriques [73] de sections efficaces d'excitation des différentes multipolarités dans la réaction  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  à 50 A.MeV montre que le fond choisi dans l'analyse précédente contient en fait de la force due à plusieurs multipolarités superposées. Or pour les multipolarités  $L \geq 2$ , les distributions angulaires sont les mêmes à un facteur près. Il est donc impossible de les distinguer dans cette expérience. Si le calcul du pourcentage de règle de somme satisfait par la RGQ est effectué sans soustraire de fond dans la région en énergie de 12 à 22 MeV, on atteint 80% de règle de somme pondérée en énergie.

Les résultats obtenus sur l'état à deux phonons quadrupolaires dans l'expérience précédente sont détaillés dans le chapitre 1.

## 4.2 Description du spectre inclusif de la nouvelle expérience $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ à 50 A.MeV

Le spectre en énergie d'excitation inclusif de la présente expérience est présenté sur la figure (4.3), pour des angles  $\theta_{lab}$  de l'éjectile compris entre 1.7 et 5 degrés. Les données correspondant aux angles inférieurs à 1.7 degrés sont polluées par la diffusion du projectile sur l'hydrogène contenu dans la cible. On observe un état excité autour de  $(3.7 \pm 0.35)$  MeV attribué à l'excitation de l'état  $3^-$  à 3.74 MeV, et deux pics à 6.8 et 7.9 MeV. Ces états discrets peuvent être attribués soit à l'excitation de la cible soit à celle du projectile. L'excitation mutuelle de la cible et du projectile conduirait à un état excité autour de 7.4 MeV, ce qui ne correspond donc pas à la position de ces deux pics. Ces derniers n'ont pu être identifiés en raison de la forte concentration de niveaux dans cette plage en énergie. Le seuil d'émission d'un proton du  $^{40}\text{Ca}$  est situé à 8.33 MeV (cf. tableau 4.1). Au-delà un état excité à 11.9 MeV identifié comme  $L = 2^+$  par [83, 142] est observé. Ensuite viennent les deux structures attribuées à la RGQ, positionnées environ à 14. MeV et à 17.5 MeV.

Si l'on se réfère à la distribution angulaire de la RGD présentée sur la figure (4.1), la section efficace de ce mode reste très importante jusqu'à 3.5 degrés, puis elle chute rapidement. Ceci suggère que la RGQ devient très majoritaire dans la section efficace différentielle au-dessus de 3.5 degrés dans le référentiel du centre de masse ([99, 10]).

Une structure visible sur la figure (4.4) est localisée autour de 23.5 MeV. Elle peut être due à la présence d'une RG de haute énergie comme une RG octupolaire ou une



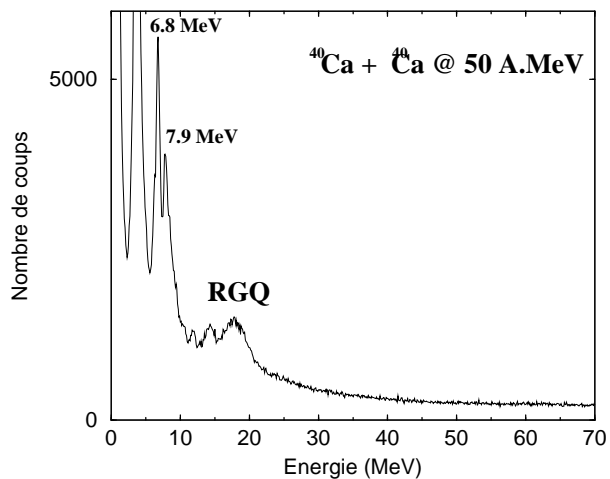


FIG. 4.3: Spectre inclusif présenté avec une condensation de 100 keV par canal, pour des angles dans le référentiel du laboratoire de l'éjectile entre 1.7 et 5 degrés.

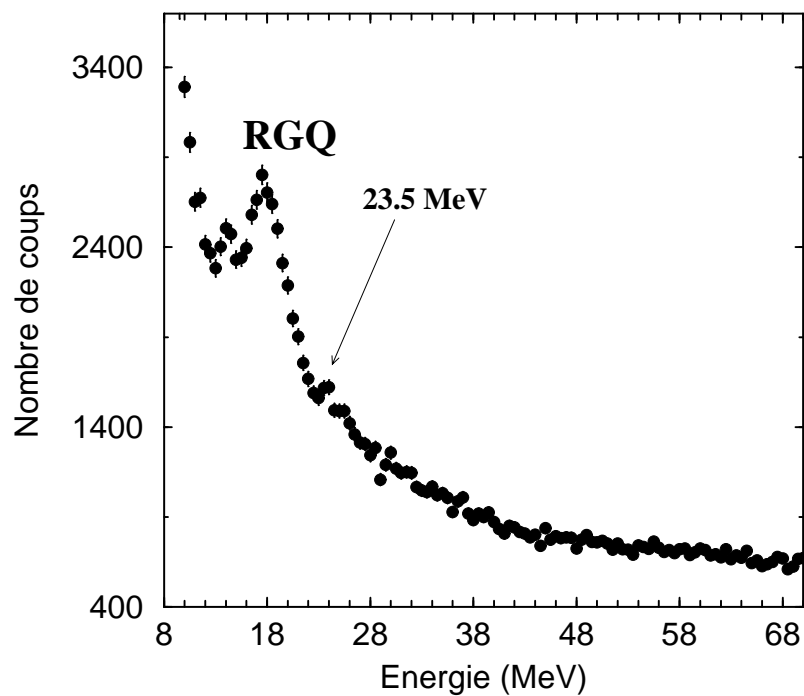


FIG. 4.4: Spectre inclusif présenté avec une condensation de 500 keV par canal pour une tranche angulaire de l'éjectile dans le référentiel du centre de masse de la réaction entre 4 et 4.5 degrés. La flèche en trait plein désigne une rupture de pente située à 23.5 MeV d'énergie d'excitation que l'on retrouve sur tous les spectres expérimentaux.

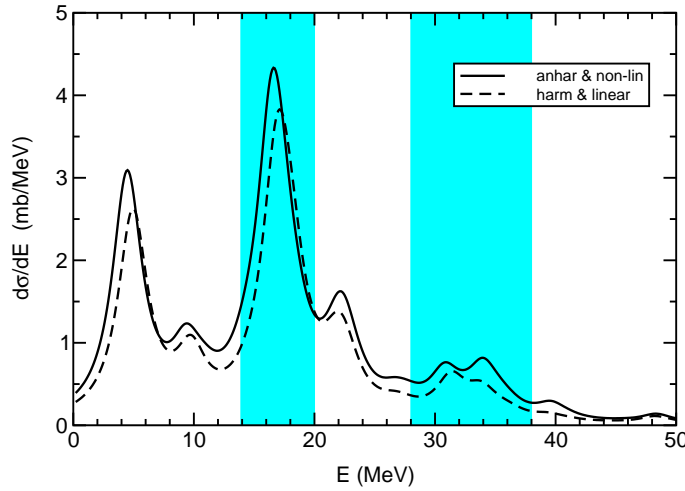


FIG. 4.5: Section efficace inélastique calculée pour la réaction  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  à 50 A.MeV en fonction de l'énergie d'excitation (cf. chapitre 5). Les deux courbes sont le résultat d'une convolution des résultats avec une Lorentzienne de largeur 3 MeV [73]. Les zones ombrées représentent les régions en énergie de la RGQ et de l'état à deux phonons quadrupolaires. La courbe en trait plein est le résultat incluant les anharmonicités des multiphonons et des non-linéarités dans le champ extérieur, et la courbe tiretée est le résultat pour un calcul harmonique avec un champ externe linéaire.

RG dipolaire isoscalaire, observée par les auteurs de la référence [128] autour de cette énergie. Il peut également s'agir de la partie basse énergie de l'état à deux phonons, car si l'on inclut le pic à 11.9 MeV dans la RGQ, l'état à deux phonons correspondant est attendu à une énergie autour de 23 MeV. La troisième possibilité est celle d'un état à deux phonons constitué de la RGQ et d'un état de basse énergie du  $^{40}\text{Ca}$ .

Un calcul théorique de section efficace d'excitation des multiphonons, dont le principe sera plus amplement détaillé dans le chapitre théorique, a été réalisé récemment pour le système  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  à 50 A.MeV. Ce calcul prédit justement une section efficace appréciable autour de 22 MeV d'énergie d'excitation pour un double phonon de moment angulaire  $5^-$  constitué d'une résonance  $3^-$  de basse énergie et de la RGQ cf. figure (4.5).

Comme nous l'avons vu dans les chapitres 1 et 3, de nombreux processus dynamiques sont présents dans la voie inélastique. L'identification des excitations de la cible est donc très difficile dans les spectres inclusifs. De plus, dans le  $^{40}\text{Ca}$  la RGQ est très fragmentée (au moins deux larges structures), ainsi les états multiphonons correspondants s'étalent sur une grande plage en énergie. La région en énergie de l'état à trois phonons quadrupolaires est encore plus délicate à analyser sur le spectre inclusif car les mécanismes comme le pick-up break-up sont très importants à ces énergies. Il est impossible d'identifier avec

certitude un état à trois phonons dans le spectre inclusif. L'étude de ces régions en énergie à l'aide des données en coïncidence avec les particules chargées émises peut apporter de plus amples informations.

#### 4.2.1 Conclusions sur les données inclusives

Les résultats de l'étude des événements inclusifs sont conformes aux observations précédentes. Les informations que l'on peut tirer des données inclusives concernent essentiellement les RG et permettent d'obtenir des informations sur leur multipolarité. Il a été clairement montré par les auteurs de la référence [99] que la RG observée autour de 14 et 17.5 MeV est constituée très majoritairement par la RGQ. A plus haute énergie, l'observation des structures est fortement gênée par les nombreux processus dynamiques qui contribuent au fond physique important.

Comme nous l'avons vu dans les chapitres 1 et 3, les coïncidences avec les particules émises aux angles arrière permettent de sélectionner les excitations de la cible en s'affranchissant des processus dynamiques. Le grand angle solide couvert par le multidétecteur INDRA apporte de surcroît une information sur la multiplicité de particules chargées des événements. Or, l'on prévoit que les états à un, deux et trois phonons présentent une branche de décroissance directe à un, deux et trois protons. C'est dans le but de rechercher de telles décroissances que nous allons étudier les données en coïncidence.

### 4.3 Etude des données en coïncidence

En premier lieu, nous introduisons la méthode du calcul de la décroissance statistique car l'évaluation de celle-ci est essentielle pour déduire des données la décroissance directe d'une région en énergie d'excitation. Ensuite nous nous intéresserons à la région en énergie de la RGQ comprise entre 12 et 20 d'énergie d'excitation, la région de l'état à deux phonons quadrupolaires comprise entre 28 et 38 MeV et enfin la région de l'état à trois phonons quadrupolaires entre 42 et 55 MeV. Pour chaque région, nous construisons les spectres en énergie manquante à un, deux et trois protons.

#### 4.3.1 Calcul de la décroissance statistique des modes collectifs

Le calcul de la décroissance statistique a été à l'origine mis au point pour l'analyse des réactions de fusion. Il est supposé que le projectile et la cible forment un noyau composé en équilibre statistique. Le code CASCADE a été élaboré [30] pour obtenir des informations sur les propriétés nucléaires qui influencent la décroissance de noyaux composés hautement excités.

### a) Présentation du code CASCADE

CASCADE est un code de calcul d'évaporation des particules à partir de noyaux chauds dans le cadre de la théorie statistique des noyaux composés de Hauser-Feshbach [30]. Il décrit la décroissance par particules (protons, neutrons, alphas) et par émission de photons d'un noyau chaud. Ce code permet de calculer les matrices de population des noyaux fils ainsi que les spectres des différentes particules émises en fonction de l'énergie d'excitation et du spin du noyau composé. La probabilité pour que la décroissance par particule d'un état du noyau composé de spin et de parité  $J^\pi$  peuple un état final du noyau résiduel d'énergie d'excitation  $E_f$  de spin et de parité  $J_f^\pi$  s'écrit :

$$P_P(E_f, J_f^\pi) = \rho_f(E_f, J_f^\pi) \cdot \sum_{L=|J_f-J_i-s_p|}^{J_f+J_i+s_p} T_L^P(\epsilon_p) d\epsilon_p \quad (4.1)$$

où  $\rho_f(E_f, J_f^\pi)$  est la densité des états de spin et de parité  $J_f^\pi$  à une énergie d'excitation  $E_f$ , dans le noyau résiduel,  $L$  est le moment angulaire orbital de la particule émise  $p$ ,  $s_p$  son spin et  $\epsilon_p$  son énergie cinétique que l'on peut exprimer en fonction des différentes énergies en jeu :

$$\epsilon_p = E_i - E_f - B_p \quad (4.2)$$

où  $E_i$  est l'énergie d'excitation initiale du noyau composé,  $E_f$ , l'énergie d'excitation du noyau résiduel et  $B_p$  l'énergie de liaison de la particule  $p$ . Enfin  $T_L^P(\epsilon_p)$  est le coefficient de transmission de la particule  $p$  d'énergie cinétique  $\epsilon_p$  et de moment angulaire  $L$ . Les coefficients de transmission sont obtenus à partir de la description de la diffusion élastique par un modèle optique.

La densité de niveaux de spin et parité  $J_f^\pi$  du noyau résiduel,  $\rho_f(E_f, J_f^\pi)$ , est déterminée à partir des schémas de niveaux observés expérimentalement jusqu'à une certaine énergie d'excitation, typiquement 6 MeV. Au-delà, la densité de niveaux est reproduite par le modèle du gaz de Fermi "back shifted" (décalée à l'origine).

$$\rho(E, J) = \frac{1}{24 * \sqrt{2}} \frac{2J+1 \exp 2(a(E-\Delta))^{1/2} - J(J+1)/2\sigma^2}{\sigma^3 a^{1/4} (E-\Delta+t)^{5/4}} \quad (4.3)$$

où  $t$  est la température thermodynamique définie par  $E - \Delta = a * t^2 - t$

$\sigma$ , le paramètre de coupure du spin, est donné pour un rotor rigide par :  $\sigma_{rigid}^2 \simeq 0.0150 * A^{5/3} * t$ .

Les facteurs les plus importants dans la formule 4.1 sont les coefficients de transmission et les densités de niveaux du noyau résiduel. Les coefficients de transmission sont calculés par le code CASCADE. Différents potentiels optiques sont proposées, et nous avons contrôlé que nos résultats sont insensibles dans ce choix. La densité de niveaux de chaque noyau impliqué dans la décroissance doit être connue. Pour chaque noyau, la densité de niveaux est partagée en quatre zones en fonction de l'énergie d'excitation, en veillant à ce qu'elle soit continue en passant d'une zone à l'autre.

- dans la première zone, les niveaux discrets expérimentaux sont pris en compte jusqu'à environ 6 MeV. Leurs caractéristiques, énergie, spin et parité, sont tirées de la référence [143].
- dans la seconde zone en énergie d'excitation, la densité de niveaux est calculée par le modèle du gaz de Fermi "back shifted" en utilisant les paramètres des références [144, 145] lorsque cela est possible ou bien en les ajustant sur les niveaux discrets de basse énergie tirés des tables expérimentales.
- la troisième zone en énergie est calculée de façon à relier la zone 2 et la zone 4, entre les bornes en énergie  $60A^{-1/3}$  et  $120A^{-1/3}$  MeV.
- au-delà de  $120A^{-1/3}$  MeV, la densité de niveaux de la goutte liquide est utilisée avec un paramètre de densité de niveaux  $a=A/8$  dans le cadre du modèle du gaz de Fermi.

#### **b) Utilisation des données expérimentales et élaboration des spectres de décroissance statistique**

Le code CASCADE calcule les spectres de décroissance statistique associés à une énergie d'excitation donnée  $E$  du noyau chaud. Les spectres expérimentaux dont nous voulons évaluer la composante statistique sont construits pour des intervalles en énergie comprise entre  $E_{min}$  et  $E_{max}$ . Le calcul est donc exécuté plusieurs fois, pour toutes les énergies d'excitation comprises dans l'intervalle  $[E_{min}, E_{max}]$ , avec un pas de 200 keV. La somme des différents spectres est effectuée ensuite. Pour déterminer quel poids assigner à chaque spectre associé à une énergie d'excitation, on utilise le spectre en énergie d'excitation expérimental dans les conditions souhaitées après avoir normalisé tous les spectres CASCADE entre eux. Nous sommes ainsi assurés d'avoir un nombre de protons statistiques proportionnel au nombre expérimental de protons. Pour calculer le spectre en énergie manquante résultant de la décroissance statistique de la RGQ ou d'un autre état dans un intervalle en énergie d'excitation entre  $E_{min}$  et  $E_{max}$ , nous avons le choix entre deux méthodes équivalentes :

- la première méthode consiste à utiliser le spectre en énergie des protons émis  $f(E_p, E^*)$ . Ces protons peuvent provenir de toute la cascade de décroissance lorsque l'on ne souhaite pas fixer la multiplicité de l'événement, ou de certains noyaux sélectionnés si l'on fixe la multiplicité ( $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{39}\text{K}$ ,  $^{38}\text{Ar}$  ...). Pour obtenir la distribution en énergie manquante correspondante, on calcule  $E_{manq} = E^* - E_p$  en ne gardant que les énergies protons supérieures à notre seuil expérimental. Pour cela, l'énergie d'excitation est convoluée par une gaussienne de largeur égale à la résolution expérimentale en énergie d'excitation (350 keV). Les énergies des protons sont également convoluées par une gaussienne de largeur égale à 500 keV (résolution expérimentale en énergie obtenue pour les protons) avant d'effectuer la différence de ces deux quantités.

- La seconde méthode consiste à exploiter une autre sortie du calcul CASCADE ; le spectre final des noyaux d'intérêt ( $^{39}\text{K}$ ,  $^{38}\text{Ar}$ ,  $^{37}\text{Cl}$ ,  $^{36}\text{Ar}$  ou  $^{32}\text{S}$ ). Il faut pour cela préalablement fixer dans le code CASCADE un seuil en énergie. Le spectre final du noyau fils associé à une énergie d'excitation est convolué par une gaussienne de largeur égale à 700 keV, qui est la résolution expérimentale en énergie manquante.

Lorsque l'on construit un spectre en énergie manquante expérimental, on définit un intervalle en énergie d'excitation pour encadrer la région d'intérêt qui est en fait convoluée par la résolution expérimentale. Parmi les événements retenus, certains correspondent à une énergie d'excitation extérieure à l'intervalle choisi. Il est donc nécessaire d'adapter nos deux procédures de calcul de décroissance statistique pour qu'elles soient comparables aux données. Pour ce faire, nous prenons en compte les énergies d'excitation  $E_{min} - 200\text{keV}$  et  $E_{max} + 200\text{keV}$  avec un poids moitié de celui pris pour les énergies dans l'intervalle considéré. Les spectres correspondant aux énergies  $E_{min}$  et  $E_{max}$  ont également un poids divisé par deux. Le spectre de décroissance statistique est normalisé au spectre en énergie manquante expérimental de façon à ne jamais dépasser les données. Lorsqu'il est possible d'appliquer les deux méthodes, nous avons vérifié que les résultats obtenus étaient identiques.

### c) Ajustement des densités de niveaux

Les paramètres  $(a, \Delta)$  de la densité de niveaux du  $^{39}\text{K}$  ont en premier lieu été ajustés, à basse énergie d'excitation, grâce aux états excités discrets connus expérimentalement. En effet, on calcule la densité d'états moyenne par MeV correspondante aux états excités, et on s'assure que la densité de Fermi "back shifted" calculée reproduit au mieux cette densité moyenne et que la transition entre les deux densités est continue. Mais cette méthode laisse des ambiguïtés comme on peut le voir sur la figure (4.6) où plusieurs densités correspondant jeux de paramètres sont présentées.

En outre, les données expérimentales peuvent nous permettre de choisir entre les différents couples de paramètres  $(a, \Delta)$ . En effet, dans la partie haute énergie manquante des spectres en énergie manquante, on s'attend à une décroissance purement statistique. Les données doivent donc être bien reproduites dans cette région par le spectre en énergie manquante résultant du code CASCADE. Nous avons ajusté les paramètres de la densité de niveaux du  $^{39}\text{K}$  sur la partie haute énergie manquante du spectre montré sur la figure (4.7). Il s'agit d'un spectre en énergie manquante construit pour une énergie d'excitation comprise entre 12 et 28 MeV, qui possède une partie principalement statistique entre 17 et 24 MeV d'énergie manquante. On voit que selon les paramètres  $(a, \Delta)$  choisis, la partie haute du spectre est plus ou moins bien reproduite. La paramétrisation adoptée est  $a = 8.0$  et  $\Delta = 1.7$ .

Pour calculer les spectres de décroissance statistique correspondant aux événements

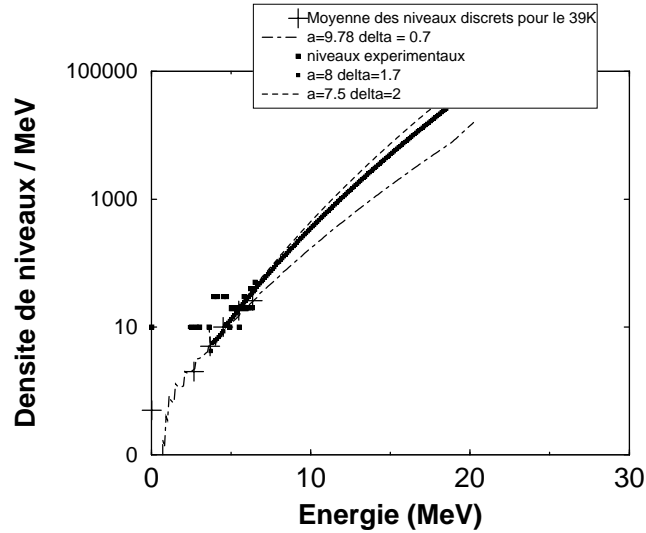


FIG. 4.6: Densité de niveaux par unité d'énergie d'excitation du  $^{39}\text{K}$ . Les croix représentent les densités moyennes obtenues avec les niveaux expérimentaux. Les états discrets sont entrés dans le code CASCADE jusqu'à 6.9 MeV. Les paramètres de la densité de Fermi "Back shifted" que nous avons choisis sont  $a = 8.0$   $\Delta = 1.7$ . Sur la figure d'autres jeux de paramètres sont présentés pour comparaison.

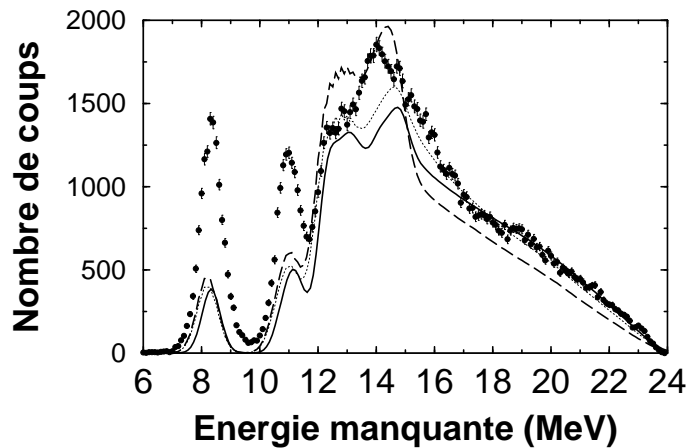


FIG. 4.7: Spectre en énergie manquante pour une énergie d'excitation comprise entre 18 et 28 MeV, construit pour des protons de plus de 4 MeV détectés à l'arrière entre 110 et 270 degrés dans le référentiel du laboratoire. La condensation est de 100 keV par canal. Le trait plein est le résultat du calcul de la décroissance statistique pour la densité de niveaux dont les paramètres sont  $a = 8.0$  et  $\Delta = 1.7$ . La ligne en pointillés correspond à la paramétrisation  $a = 7.5$  et  $\Delta = 2$ . La ligne tiretée correspond à la paramétrisation  $a = 9.78$  et  $\Delta = 0.7$ .

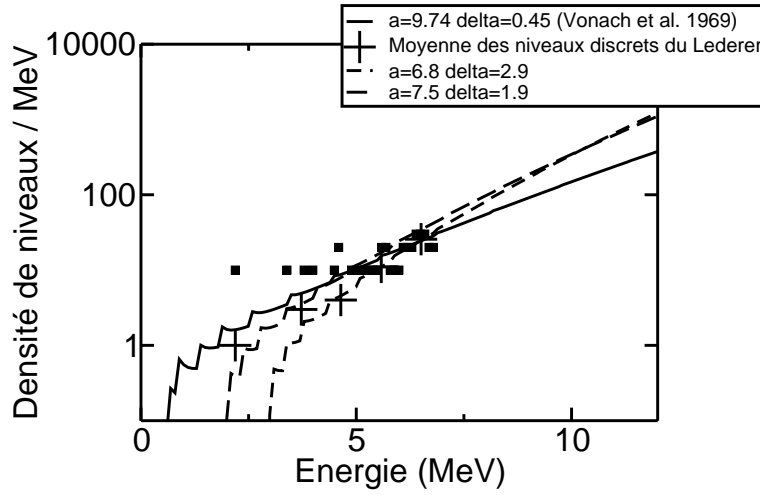


FIG. 4.8: Densité de niveaux par unité d'énergie d'excitation de  $^{38}\text{Ar}$ . Les croix représentent les densités moyennes obtenues avec les niveaux expérimentaux. Les états discrets sont entrés dans le code CASCADE jusqu'à 6.84 MeV. Les paramètres de la densité de Fermi 'Back shifted'  $a = 9.74$  et  $\Delta = 0.45$  sont ceux que préconisent Vonach et Hille [144]. Les deux autres jeux de paramètres sont sélectionnés en les comparant à la densité de niveaux expérimentale.

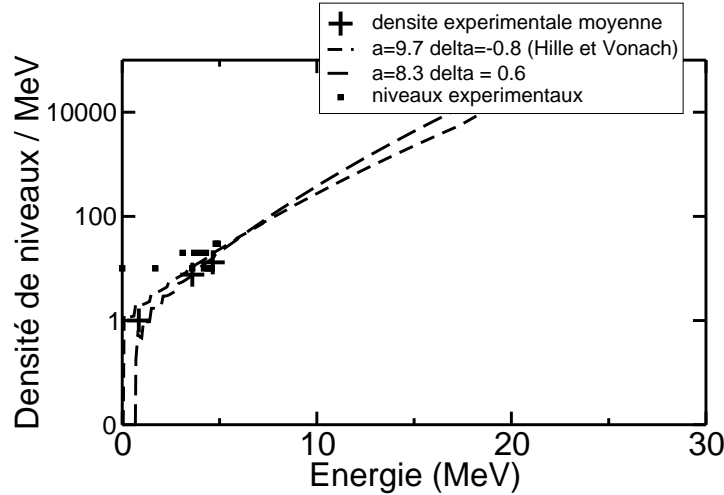


FIG. 4.9: Densité de niveaux par unité d'énergie d'excitation du  $^{37}\text{Cl}$ . Les croix représentent les densités moyennes obtenues avec les niveaux expérimentaux. Les paramètres de la densité de Fermi 'Back shifted' que nous avons choisis sont  $a = 8.3$   $\Delta = 0.6$ . Les carrés noirs représentent les niveaux expérimentaux entrés dans le code CASCADE jusqu'à 5.57 MeV.



de multiplicité égale à deux protons émis, il est nécessaire de paramétrer la densité de niveaux de l' $^{38}\text{Ar}$ . Des densités de niveaux de l' $^{38}\text{Ar}$  correspondant à différents jeux de paramètres sont présentées sur la figure (4.8). La première paramétrisation que nous avons utilisée est celle préconisée par Vonach et Hille [144] avec  $a = 9.74$  et  $\Delta = 0.45$ . Il faut noter que les paramétrisations conseillées dans la littérature ne sont évaluées que pour des énergies d'excitation jusqu'à environ 20 MeV. Nous avons également testé la densité  $a = 7.5$   $\Delta = 1.9$  car elle assure une meilleure continuité entre la densité de niveau expérimentale et celle calculée par le modèle du gaz de Fermi, pourtant les paramètres sont très différents. Une troisième paramétrisation  $a = 6.8$  et  $\Delta = 2.9$ , ajustée de la même façon, sera testée également. Nous comparerons ces trois jeux de paramètres plus loin grâce aux spectres en énergie manquante à deux protons. Les niveaux expérimentaux ont été pris en compte jusqu'à 6.82 MeV dans le code CASCADE.

Les paramètres de la densité de niveaux de Fermi "Back shifted" du  $^{37}\text{Cl}$  ont été ajustés à  $a = 8.3$  et  $\Delta = 0.6$  par la méthode expliquée plus haut. La continuité de la densité de niveaux entre les différentes région en énergie est assurée. Les états expérimentaux ont été entrés dans le code CASCADE jusqu'à 5.57 MeV.

### 4.3.2 Etude de la région en énergie d'excitation de la GQR

Nous étudions ici la décroissance par particules chargées de la région en énergie d'excitation entre 12 et 28 MeV. Cet intervalle en énergie comprend la RGQ ainsi qu'une zone en énergie plus élevée.

#### a) Etude des spectres en énergie de protons détectés comparés aux spectres calculés résultant de CASCADE

Sur la figure (4.10) sont représentés les spectres en énergie des protons expérimentaux (points) dans le référentiel du centre de masse de la cible comparés aux spectres de protons statistiques. Les protons sont tous détectés aux angles arrière par rapport à la direction du faisceau, soit pour les détecteurs compris entre 110 et 260 degrés. Aucune sélection n'est faite sur la multiplicité des particules émises.

Les protons de basse énergie sont mal reproduits par le code CASCADE. Les seuils des détecteurs se trouvent à une énergie proton d'environ 2 MeV. Sur certains spectres, il semble qu'un petit décalage en énergie du résultat de CASCADE suffirait pour reproduire les données. On pourrait penser à une légère erreur due à la calibration en énergie des protons, cependant certains de ces spectres ont été construits dans les expériences identiques antérieures [99] et ils sont similaires. Nous avons vu dans le chapitre 2 que le nombre de protons mal identifiés était faible. De plus, cet excès de protons de basse énergie a déjà été observé lors de précédentes expériences dans le  $^{40}\text{Ca}$  et le  $^{58}\text{Ni}$ . Une expérience de fusion de  $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$  a été effectuée au Tandem d'Orsay, et l'émission de protons du noyau chaud de  $^{40}\text{Ca}$  formé dans ce cas était bien reproduite par l'émission statistique calculée avec

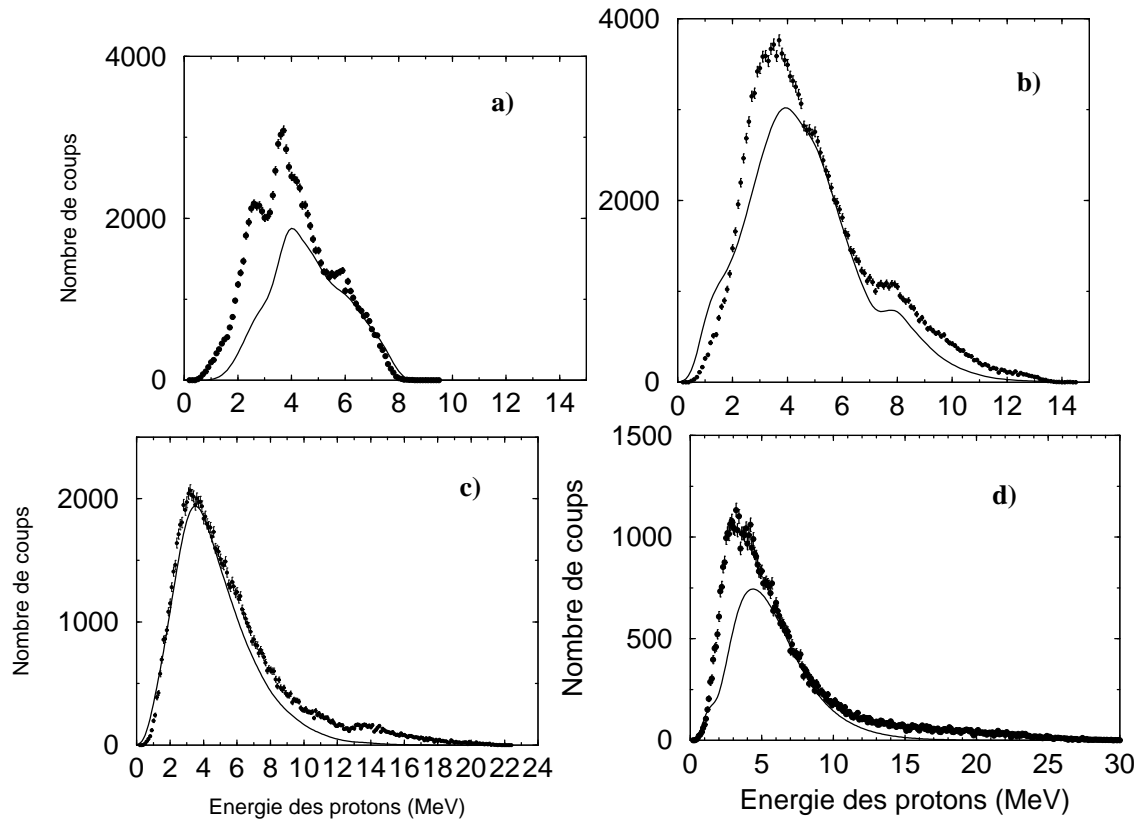


FIG. 4.10: Spectres en énergie des protons détectés aux angles arrière entre 110 et 260 degrés dans le référentiel du laboratoire, comparé au spectre des protons émis par décroissance statistique calculé par CASCADE. La condensation est de 100 keV par canal. Les intervalles en énergie d'excitation sont : spectre a) 12 à 16 MeV, spectre b) 16 à 22 MeV, spectre c) 22 à 30 MeV, spectre d) 30 à 38 MeV.

CASCADE. Ceci montre que ces protons sont reliés à un effet dynamique.

Les protons d'énergie supérieure à 4 MeV sont bien reproduits par le code statistique en général. Sur la figure (4.10) c), on voit qu'entre 22 et 30 MeV d'énergie d'excitation, l'accord entre le spectre expérimental et le spectre statistique est très bon même au-dessous de 4 MeV, ce qui pourrait signifier que les protons de basse énergie sont reliés aux modes de vibrations quadrupolaires du noyau. En effet dans cette région en énergie d'excitation il n'y a pas de vibration quadrupolaire du noyau, c'est une région intermédiaire entre celle de la RGQ et celle de l'état à deux phonons quadrupolaires. De plus, des bandes superdéformées ont été identifiées récemment dans le  $^{40}\text{Ca}$  [121]. La RGQ pourrait se coupler à un état superdéformé, et l'abaissement de la barrière dû à la déformation laisserait passer des protons de plus basse énergie que dans le cas d'un noyau sphérique. Un groupe de théoriciens travaillent actuellement sur ce sujet [146]. Une de leurs hypothèses est que si l'interaction nucléaire est capable de changer un proton en neutron, alors la densité du noyau ne se décompose plus comme la somme des protons et des neutrons, il existe des termes de mélanges qui traduisent l'effet de l'interaction. Dans ce cas, des protons peuvent passer sous la barrière coulombienne, ils proviennent de la conversion d'un neutron déjà loin du noyau en un proton.

Si on se concentre sur les protons de plus de 4 MeV sur les spectres b), c) et d) de la figure (4.10), les spectres expérimentaux sont bien reproduits par les spectres statistiques sauf pour les protons d'énergie autour de 8-12 MeV, ce qui correspond à l'énergie que l'on attend pour des protons de décroissance directe provenant de la RGQ. Sur le spectre d) des protons associés à la région en énergie de l'état à deux phonons quadrupolaires, le spectre statistique ne reproduit pas la partie haute énergie manquante du spectre expérimental. Les protons étant détectés aux angles arrière, cela ne peut être dû qu'à une excitation de la cible, par exemple une RG de haute énergie qui alimente l'état fondamental du  $^{39}\text{K}$  par décroissance directe. Cette observation tend à montrer que des modes qui décroissent directement sont présents jusqu'à des énergies d'excitation élevées.

#### **b) Spectre en énergie manquante de la RGQ pour $12 \leq E^* \leq 20$ MeV**

Comme nous l'avons vu dans les données inclusives, la RGQ est constituée de deux pics centrés à 14. et 17.5 MeV. Un troisième pic à 11.9 MeV est identifié  $L = 2$ . Sur les spectres expérimentaux qui vont être présentés par la suite, un seuil est imposé sur l'énergie cinétique des protons de 4 MeV. Grâce à ce seuil, les incertitudes d'identifications des particules à basse énergie sont évitées, et au-dessus de 4 MeV, le code CASCADE reproduit relativement bien les distributions en énergie des protons. La décroissance par protons du pic à 11.9 MeV est partiellement coupée par cette limite car le seuil d'émission protons du  $^{40}\text{Ca}$  est de 8.327 MeV (cf. tableau (4.1)). Pour constituer le spectre en énergie manquante de la RGQ, nous avons choisi de sélectionner les événements d'énergie d'excitation comprise entre 12 et 20 MeV. Le spectre en énergie manquante expérimental de la

TAB. 4.1: Tableau contenant les seuils d'émission proton, neutron et alpha des noyaux impliqués dans la décroissance des modes collectifs étudiés.

Noyau	$S_p$ (MeV)	$S_n$ (MeV)	$S_\alpha$ (MeV)
$^{40}\text{Ca}$	8.33	15.64	7.04
$^{39}\text{Ca}$	5.76	13.29	6.65
$^{38}\text{Ca}$	4.55	16.97	
$^{37}\text{Ca}$	3.02	14.79	
$^{39}\text{K}$	6.38	13.08	7.22
$^{38}\text{K}$	5.14	12.07	6.79
$^{37}\text{K}$	1.86	15.44	
$^{38}\text{Ar}$	10.24	11.84	7.21
$^{37}\text{Ar}$	8.71	8.79	
$^{36}\text{Ar}$	8.5	15.25	6.64
$^{37}\text{Cl}$	8.39	10.31	
$^{32}\text{S}$	8.86	15.04	

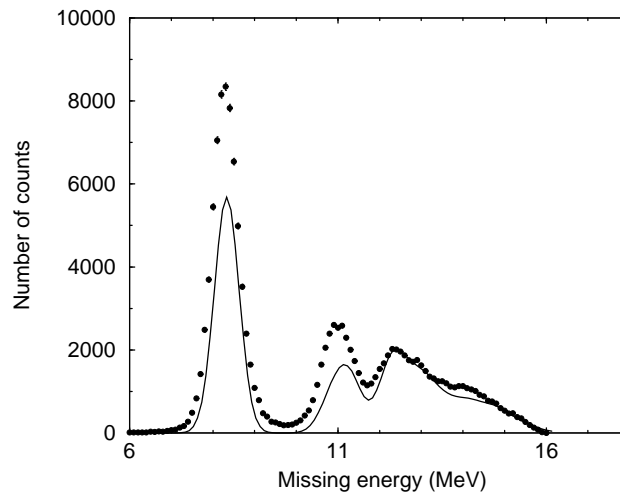


FIG. 4.11: Spectre en énergie manquante pour une énergie d'excitation comprise entre 12 et 20 MeV, pris pour des protons de plus de 4 MeV émis à l'arrière entre 110 et 270 degrés dans le référentiel du laboratoire. La condensation est de 100 keV par canal. Le trait plein est le résultat du calcul de la décroissance statistique d'un noyau chaud excité entre 12 et 20 MeV calculée grâce au code CASCADE.

RG est comparé à la décroissance statistique calculée avec le code CASCADE pour une excitation de moment angulaire  $L = 2$  (figure 4.11). Le spectre statistique est normalisé afin de ne jamais dépasser les données. On observe que la décroissance directe de la RGQ alimente principalement l'état fondamental du  $^{39}\text{K}$  à 8.3 MeV et le second pic localisé à une énergie de 2.7 MeV au-dessus de l'état fondamental. Celui-ci peut être constitué de 3 états excités du  $^{39}\text{K}$  qui ne sont pas résolus (un état de trou  $1/2+$  à 2.5 MeV, un état de particule  $7/2-$  à 2.8 MeV, un état de trou  $3/2-$  à 3.0 MeV). Compte-tenu de la nature microscopique des RG, on pourrait penser que seuls les états de trou qui constituent ce pic sont alimentés par la décroissance directe de la RGQ. Une petite composante de décroissance directe alimente également une région autour de 6 MeV dans le  $^{39}\text{K}$ .

### c) Etude de la région de la RGQ par tranches en énergie d'excitation

Sur la figure (4.12), sont présentés des spectres en énergie manquante à un proton pour des tranches en énergie d'excitation de 2 MeV entre 14 et 22 MeV, intervalle qui encadre la RGQ, accompagné des spectres statistiques correspondant. On ne présente pas le spectre en énergie manquante entre 12 et 14 MeV d'énergie d'excitation car seul l'état fondamental du  $^{39}\text{K}$  est alimenté, ce qui ne permet pas de normaliser le spectre statistique. Ces spectres permettent d'étudier plus finement la décroissance directe de la RGQ et de distinguer les caractéristiques de la décroissance des deux pics de la RGQ. Entre 14 et 20 MeV d'énergie d'excitation, l'état fondamental et les premiers états excités autour de 2.7 MeV sont alimentés par la décroissance directe dans chaque spectre. Sur la tranche en énergie entre 18 et 20 MeV, un état situé 6 MeV au-dessus de l'état fondamental du  $^{39}\text{K}$  est alimenté fortement par la décroissance directe. Entre 20 et 22 MeV, l'alimentation de l'état fondamental et des états excités autour de 2.7 MeV du  $^{39}\text{K}$  chute par rapport à l'intervalle précédent, tandis que le pic situé à 6 MeV et un autre à 7.5 MeV sont très alimentés.

Cela ne peut être dû à une mauvaise paramétrisation de la densité de niveaux du  $^{39}\text{K}$  car nous avons vérifié au paragraphe 4.3.1 a) que la partie haute énergie manquante de la figure (4.7) construit pour un intervalle en énergie d'excitation de 18 à 28 MeV, où les protons ne sont que statistiques, était bien reproduite par CASCADE. Pour savoir si l'alimentation de ces états situés autour de 6 et 7.5 MeV provient de la RGQ ou d'une autre RG, nous étudions la figure (4.7). L'intervalle en énergie d'excitation choisi pour ce spectre est plus large (18 à 28 MeV). Si la décroissance directe vers ces états de basse énergie provient de la RGQ, elle devrait être moins visible sur la figure (4.7) que sur les spectres construits pour des énergies comprises entre 18 et 20 MeV, ou 20 et 22 MeV, car la zone en énergie de 22 à 28 MeV est déjà éloignée de celle de la RGQ. Ce n'est pas ce que l'on observe sur la figure (4.7), ce qui tend à montrer que c'est un autre mode collectif qui alimente les états excités autour de 6 et 7.5 MeV.

Ceci est très cohérent avec les observations faites sur le spectre inclusif au paragraphe

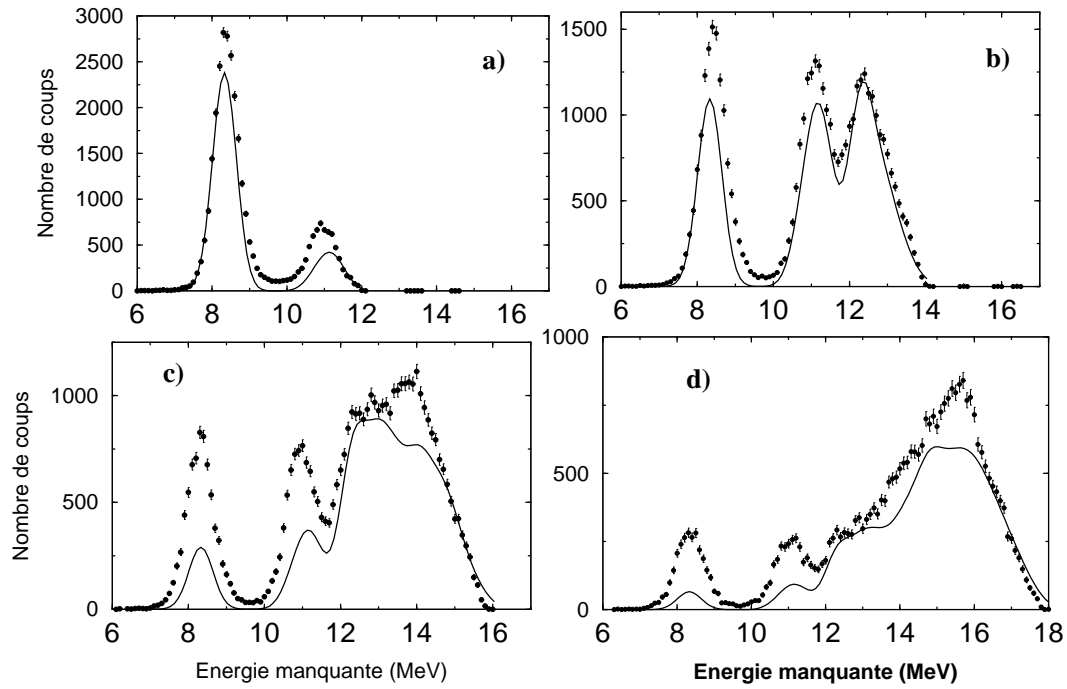


FIG. 4.12: Spectres en énergie manquante pour une énergie d'excitation comprise entre 14 et 22 MeV par tranches de 2 MeV, construits pour des protons de plus de 4 MeV détectés à l'arrière entre 110 et 270 degrés dans le référentiel du laboratoire. La condensation est de 100 keV par canal. Le trait plein est le résultat du calcul de la décroissance statistique. Les intervalles en énergie d'excitation respectifs sont : Spectre a) : de 14 à 16 MeV. Spectre b) : de 16 à 18 MeV. Spectre c) : de 18 à 20 MeV. Spectre d) : de 20 à 22 MeV.

4.2. Nous avons observé une structure autour de 23 MeV d'énergie d'excitation. Il est difficile d'identifier à quel mode collectif elle correspond. Elle peut provenir d'une RG de haute énergie (octupolaire ou dipolaire isoscalaire). Nous pouvons également nous appuyer sur les résultats du calcul théorique déjà cité précédemment [73]. En effet, ce calcul théorique prévoit la présence à cette énergie d'une RGQ qui serait construite sur un état excité du  $^{40}\text{Ca}$ , une résonance octupolaire de basse énergie (cf. figure (4.5)). Dans un modèle harmonique, un tel état décroîtrait vers les états excités correspondant dans le  $^{39}\text{K}$ . Sur le spectre inclusif (4.3), on voit qu'il existe des états fortement excités autour de 7 MeV d'énergie d'excitation sur lesquels une RGQ pourrait être superposée. Ces états sont d'énergie inférieure au seuil d'émission proton du  $^{40}\text{Ca}$ , les états alimentés dans le  $^{39}\text{K}$  sont répartis autour du seuil d'émission proton situé à 6.4 MeV. Cependant nous imposons un seuil de 4 MeV sur l'énergie des protons. Si une RGQ est construite sur ces états excités, un seul proton de plus de 4 MeV est émis.

Pour vérifier si cette hypothèse d'un état  $3^- \otimes 2^+$  est plausible, nous avons comparé les spectres en énergie manquante à une simulation de décroissance directe.

#### d) Principe de la simulation de décroissance directe

Pour comparer la position des états alimentés et leur importance relative avec ce que l'on attend de la décroissance directe d'une RGQ construite sur des états excités, nous avons utilisé et adapté une simulation [70]. Les règles de la simulation sont basées sur un modèle de multiphonons harmoniques, c'est-à-dire indépendants les uns des autres, selon le principe de Brink et Axel [34]. La RGQ est représentée par ses deux structures principales centrées à 14. MeV et 17.5 MeV, qui sont des gaussiennes de largeur ajustable aux observations expérimentales. On effectue un premier tirage au hasard pour déterminer quelle RG ou multiphonon va être excité, puis on effectue un second tirage au hasard de l'énergie d'excitation dans la gaussienne associée à la RG sélectionnée. Les poids affectés aux deux structures à 17.5 et 14 MeV sont respectivement 0.6 et 0.4 conformément aux observations expérimentales. Ensuite on simule la décroissance de la RG en tirant au hasard un état final du noyau fils possible, selon les poids affectés à ces états. Si la RG tirée au sort n'est pas construite sur l'état fondamental du  $^{40}\text{Ca}$ , elle ne pourra décroître que vers les états excités d'énergie minimum au moins équivalente à celui sur lequel elle est construite.

Nous avons simulé les hypothèses avancées précédemment pour expliquer la décroissance directe observée autour de 6-7 MeV d'énergie manquante dans le  $^{39}\text{K}$ .

La première hypothèse est que la partie haute énergie de la RGQ elle-même décroît vers des états excités autour de 6-7 MeV dans le  $^{39}\text{K}$  (cf. premier schéma de la figure (4.13)). Sur ce schéma sont représentés les décroissances autorisées dans la simulation de décroissance directe de la RGQ. On suppose que la RGQ décroît avec une probabilité égale vers l'état fondamental du  $^{39}\text{K}$  ou vers son premier état excité et pour une faible

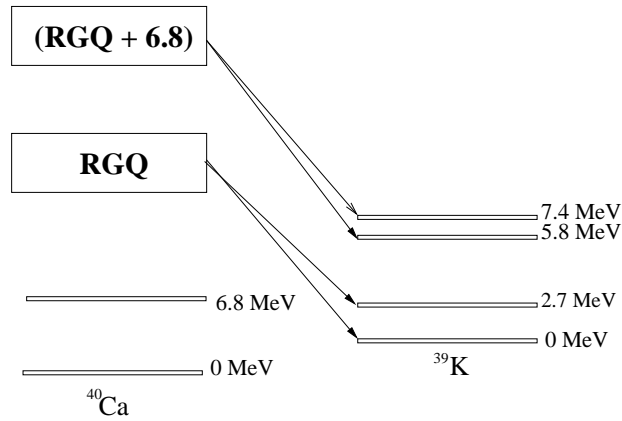
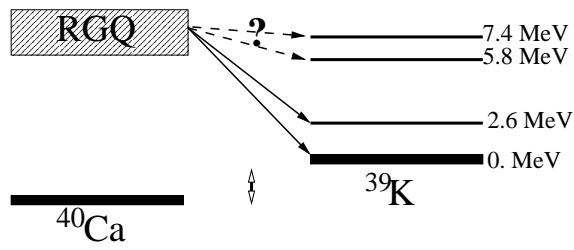


FIG. 4.13: Premier schéma : première hypothèse : la RGQ alimente elle-même les états excités autour de 7 MeV au-dessus de l'état fondamental du  $^{39}\text{K}$ . Deuxième schéma : troisième hypothèse : les états situés autour de 6-7 MeV d'énergie dans le  $^{39}\text{K}$  sont alimentés par la décroissance d'une RGQ construite sur un état à 6.8 MeV (valeur tirée de l'expérience).



proportion vers un état situé à 5.8 MeV en énergie manquante du  $^{39}\text{K}$ . Ceci correspond aux observations expérimentales effectuées dans l'intervalle en énergie entre 12 et 20 MeV (voir figure (4.11)). Les poids affectés aux niveaux du  $^{39}\text{K}$  alimentés dans la simulation sont présentés dans le tableau (4.2). Les positions des pics pris en compte dans la simulation sont mesurées sur les spectres expérimentaux.

Le résultat de la simulation est comparé au spectre en énergie manquante pour  $20 \leq E^* \leq 22 \text{ MeV}$  sur la figure (4.14). La décroissance directe est représentée par un histogramme. La normalisation globale des pics de décroissance directe est arbitraire. Le nombre de tirages aléatoires est au moins 100 fois supérieur à celui utilisé dans la troisième hypothèse (cf. paragraphe suivant) car cet intervalle en énergie est situé à la limite du dernier pic de la RGQ. L'importance relative entre l'état fondamental, les états excités à 2.7 MeV et l'état à 5.8 MeV n'est pas reproduite. En effet, pour  $20 \leq E^* \leq 22 \text{ MeV}$ , les proportions de décroissance directe mesurées expérimentalement sur chaque pic ne sont pas les mêmes qu'entre 12 et 20 MeV.

La seconde hypothèse est qu'il s'agit d'une RG située juste au-dessus de la RGQ décroissant vers des états excités. La simulation ne distingue pas entre ce cas et le cas précédent. Nous ne la présentons donc pas ici.

La troisième hypothèse est qu'il s'agit d'un état à deux phonons construit avec la RGQ superposée à un état de basse énergie autour de 7 MeV. Nous choisissons l'état excité à 6.8 MeV dans le  $^{40}\text{Ca}$  car il est plus fortement excité que le second pic à 7.9 MeV présent dans le spectre inclusif (cf. figure (4.3)). Dans le cas d'un état multiphonon constitué de la RGQ superposée à cet état de basse énergie, une seule particule de décroissance directe de plus de 4 MeV serait émise. Une RGQ construite sur un état excité à 6.8 MeV est représentée par deux gaussiennes centrées à 20.8 et à 24.3 MeV et de largeur 3 MeV. Ces doubles phonons peuvent décroître vers deux états excités situés à 5.8 et 7.5 MeV (cf. second schéma de la figure (4.13)) avec les poids précisés dans le tableau (4.3). L'énergie de ces deux derniers états a été choisie en se basant sur le spectre expérimental (4.14). Le tableau (4.3) résume également les différents poids affectés aux différents pics de la RG et de la RG construites sur l'état de basse énergie.

Le résultat de la simulation est présenté sur la figure (4.15), pour les trois intervalles en énergie d'excitation étudiés jusqu'à maintenant. L'importance relative des pics n'est bien reproduite que dans le spectre c). Pour les spectres a) et b), tantôt l'état fondamental du  $^{39}\text{K}$  et le groupe d'états à 2.7 MeV d'énergie manquante sont beaucoup grands que les états à 5.7 et 7.5 MeV, tantôt ils sont beaucoup plus petits. Pour reproduire correctement les observations expérimentales sur tous les spectres, il faudrait faire dépendre les proportions de décroissance directe associées à chaque état alimenté en fonction de l'énergie d'excitation considérée. Cette observation s'applique également à la première hypothèse étudiée.

En conclusion de cette étude, la simulation ne permet pas de distinguer les trois hypothèses soulevées. Cependant la troisième hypothèse s'appuie sur les résultats d'un calcul

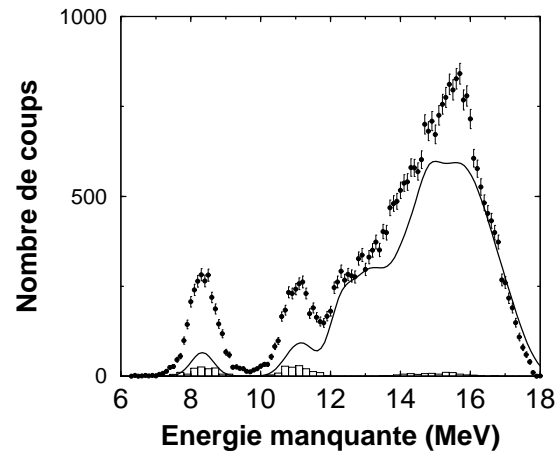


FIG. 4.14: Spectre en énergie manquante pour une énergie d'excitation comprise entre 20 et 22 MeV, construit pour des protons de plus de 4 MeV émis à l'arrière entre 110 et 260 degrés dans le référentiel du laboratoire. La condensation est de 100 keV par canal. Le trait plein est le résultat du calcul de la décroissance statistique. L'histogramme représente le résultat de la simulation de décroissance directe dans le cas où la RGQ décroît vers l'état fondamental, les états excités autour de 2.7 MeV et un état à 5.8 MeV et un autre situé à 7.4 MeV dans le  $^{39}\text{K}$ . Elle est multipliée par un large facteur pour être visible sur la figure.

TAB. 4.2: Tableau contenant les poids attribués aux différents niveaux excités du  $^{39}\text{K}$  en fonction des RG qui les alimentent. Ici on considère le cas où la RGQ alimente elle-même les états excités autour de 15 MeV en énergie manquante. Dans la première colonne sont indiquées les énergies des pics de la RGQ considérés. La seconde colonne contient les largeurs affectées aux pics de la RGQ. La colonne suivante présente les importances relatives des deux pics de la RGQ. Dans les colonnes qui suivent sont présentés les poids avec lesquels la RGQ alimente chaque niveau considéré du  $^{39}\text{K}$ .

E(RG) (MeV)	$\Gamma(\text{RG})$ (MeV)	Poids(RG)	Poids (0 MeV)	Poids(2.6 MeV)	Poids(5.8 MeV)	Poids(7.4 MeV)
14	3	0.4	0.4	0.4	0.1	0.1
17.5	3	0.6	0.4	0.4	0.1	0.1

TAB. 4.3: Tableau contenant les poids attribués aux différents niveaux excités du  $^{39}\text{K}$  en fonction des RG qui les alimentent. Même principe que le tableau précédent. On considère ici le cas où une RGQ construite sur un état de basse énergie alimente les états situés autour de 15 MeV d'énergie manquante dans le  $^{39}\text{K}$ .

E(RG) (MeV)	$\Gamma$ (RG) (MeV)	Poids(RG)	Poids (0 MeV)	Poids(2.6 MeV)	Poids(5.8 MeV)	Poids(7.4 MeV)
14	3	0.3	0.5	0.5	0.	0.
17.5	3	0.5	0.5	0.5	0.	0.
20.8	3	0.1	0.	0.	0.5	0.5
24.3	3	0.1	0.	0.	0.5	0.5

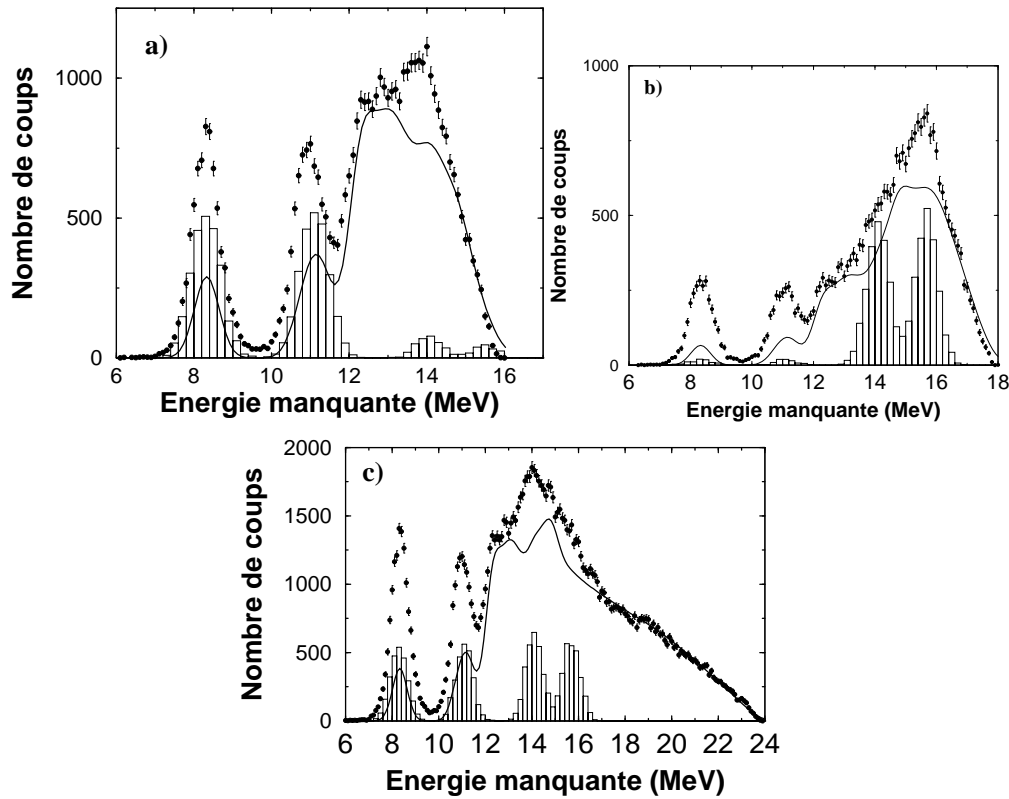


FIG. 4.15: Spectres en énergie manquante pour différents intervalles en énergie d'excitation. Ces spectres sont construits pour des protons de plus de 4 MeV détectés à l'arrière entre 110 et 260 degrés dans le référentiel du laboratoire. La condensation est de 100 keV par canal. Le trait plein est le résultat du calcul de la décroissance statistique. La simulation de décroissance directe est représentée par un histogramme. Spectre a) :  $18 \leq E^* \leq 20 \text{ MeV}$ , la simulation est présentée ici dans le cas où une RGQ est construite sur un état autour de 6.8 MeV avec les paramètres précisés dans le tableau 4.3 et sur le schéma (4.13) c). Spectre b) : même chose pour  $20 \leq E^* \leq 22 \text{ MeV}$ . Spectre c) : même chose pour  $18 \leq E^* \leq 28 \text{ MeV}$ .

théorique et sur l'observation d'un pic à 23 MeV d'énergie d'excitation dans le spectre inclusif. De plus la décroissance directe alimentant ces états excités est encore importante au-delà de la RGQ, ce qui plaide en faveur d'un autre mode collectif.

Par ailleurs, sur les spectres de la figure (4.15), deux structures distinctes sont alimentées par la décroissance directe. On peut donner plusieurs interprétations à cette observation. S'il s'agit d'un état à deux phonons constitué de la RGQ superposée à un état discret, la RGQ doit décroître, dans le cadre d'un modèle harmonique, comme si elle était construite sur l'état fondamental, donc vers l'état fondamental et le premier état excité du  $^{39}\text{K}$  superposé à l'état excité à 6.8 MeV. On s'attend dans ce cas à ce que l'écart en énergie entre les deux états finaux soit égal à 2.7 MeV, qui est l'écart entre l'état fondamental et les premiers états excités dans le  $^{39}\text{K}$ . Or l'écart mesuré est d'environ 1.7 MeV. On ne peut toutefois pas éliminer totalement cette explication car des effets dus à la structure du  $^{39}\text{K}$  pourraient expliquer cette différence. En effet la densité de niveaux est élevée dans cette région en énergie du  $^{39}\text{K}$ . La seconde explication possible est de considérer qu'il s'agit des deux pics observés dans le  $^{40}\text{Ca}$  autour à 6.8 et 7.9 MeV. Si une des structures de la RGQ est construite sur ces deux états excités, l'état formé sera scindé en deux pics également. Dans ce cas, on s'attend également à une décroissance vers les états à 6.8 MeV et  $6.8 + 2.7$  MeV, ainsi que 7.9 et  $7.9 + 2.7$  MeV, conformément à la décroissance directe de la RGQ. Cela ne correspond pas aux spectres expérimentaux.

Enfin on observe que l'état fondamental et les premiers états excités à 2.7 MeV dans le  $^{39}\text{K}$  sont toujours très alimentés par décroissance directe dans l'intervalle en énergie 18-28 MeV. Pour savoir si cette décroissance provient de la partie haute énergie de la RGQ ou d'un autre mode situé plus haut en énergie, il faut étudier plus finement cette zone.

#### e) Etude de la région en énergie 22-28 MeV par intervalles de 2 MeV

Nous terminons l'étude de la région en énergie considérée par l'intervalle compris entre 22 et 28 MeV par tranches de 2 MeV.

Sur la figure (4.16) sont présentés les spectres en énergie manquante construits pour ces intervalles en énergie d'excitation. Les données expérimentales sont comparées aux résultats du calcul statistique obtenus avec le code CASCADE pour  $L=2$ . A cette énergie d'excitation, deux protons peuvent être émis. Nous avons sélectionné dans un premier temps les événements sans fixer de multiplicité. Les protons sont détectés aux angles arrière par rapport à la direction du faisceau (entre 100 et 260 degrés). Les événements de multiplicité  $m$ , sont écrits  $m$  fois, pour chaque proton détecté. Sur tous les spectres, on observe de la décroissance directe vers l'état fondamental du  $^{39}\text{K}$ . Cette décroissance montre la présence d'une RG de haute énergie.

Les auteurs de la référence [73] prévoient que la section efficace de réaction est dominée par l'excitation d'états de moment angulaire total  $3^-$ , autour de 28-30 MeV d'énergie d'excitation. L'état le plus important parmi ces derniers est une résonance géante octu-

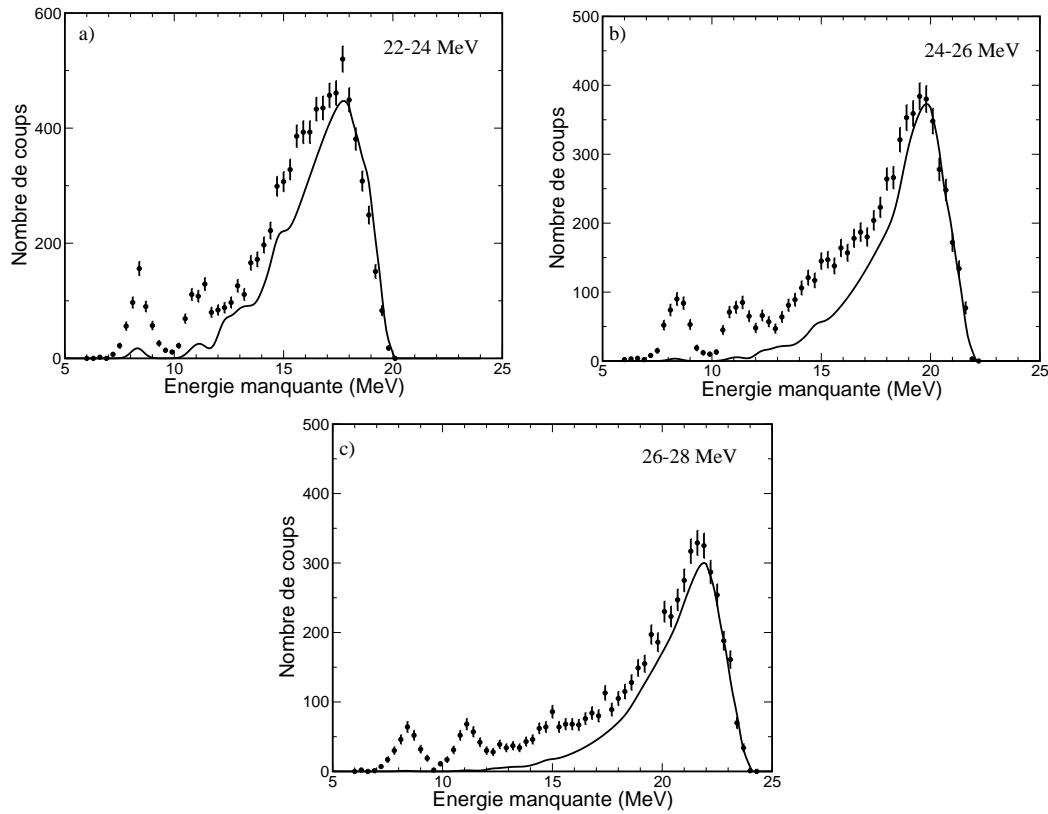


FIG. 4.16: Spectre en énergie manquante construits pour des intervalles en énergie d'excitation de 2 MeV dans la région entre 22 et 28 MeV. La multiplicité des événement n'est pas fixée. Au moins un proton est détecté aux angles arrière entre 110 et 260 degrés par rapport à la direction du faisceau. Le trait plein est le résultat du calcul statistique CASCADE. Spectre a) :  $22 \leq E^* \leq 24$  MeV. Spectre b) :  $24 \leq E^* \leq 26$  MeV. Spectre c) :  $26 \leq E^* \leq 28$  MeV.

polaire de haute énergie. Expérimentalement, une telle RG est fragmentée et répartie sur une large zone en énergie. A 28 MeV d'énergie d'excitation, la décroissance statistique du  $^{40}\text{Ca}$  est dominée par l'émission de deux protons plutôt qu'un seul. Par contre, s'il s'agit d'une résonance géante, sa décroissance directe ne peut se faire que par l'émission d'un seul proton. Ceci pourrait expliquer la persistance de la décroissance directe vers l'état fondamental et le groupe des premiers états excités du  $^{39}\text{K}$ .

**f) Dépendance de la décroissance directe de la région d'énergie d'excitation comprise entre 18 et 28 MeV en angle de l'éjectile**

TAB. 4.4: Nombre de coups contenus dans l'état fondamental, les états autour de 2.7 MeV et les états autour de 14-15 MeV d'énergie manquante du  $^{39}\text{K}$  calculés sur les spectres expérimentaux de la figure (4.17).

intervalle angulaire (degrés)	somme pour $6.9 \geq E_{manq} \geq 9.6 \text{ MeV}$	somme pour $9.9 \geq E_{manq} \geq 11.7. \text{ MeV}$	somme pour $11.7 \geq E_{manq} \geq 17.4 \text{ MeV}$
$0.5 \geq \theta_{lab} \geq 1.$	1874	2095	15511
$1. \geq \theta_{lab} \geq 1.5$	4428	4061	23391
$1.5 \geq \theta_{lab} \geq 2.$	3518	3874	21351
$2. \geq \theta_{lab} \geq 2.5$	1022	1350	7538
$\theta_{lab} \geq 2.5$	220	298	1957

Si plusieurs multipolarités sont excitées dans cette région en énergie, la forme du spectre en énergie manquante peut varier en fonction de l'angle de l'éjectile. Les spectres conditionnés par des tranches angulaires de l'éjectile de 0.5 degrés dans le référentiel du laboratoire sont présentés sur la figure (4.17), comparés à la décroissance statistique associée à des modes de différents moments angulaires de  $J=0$  à 5, de parité naturelle. L'état fondamental est plus alimenté dans la tranche  $1. \geq \theta_{lab} \geq 1.5$  degrés. Mais dans cet intervalle angulaire, tous les modes sont excités avec une grande section efficace (cf. (4.1)), on ne peut donc pas en déduire quels modes sont privilégiés. La forme globale du spectre reste la même pour tous les intervalles angulaires hormis les variations de l'état fondamental. Dans le tableau (4.4), le nombre de coups dans chaque pic est comparé entre les différents intervalles angulaires de l'éjectile.

Dans tous les spectres de la figure (4.17), le spectre statistique qui correspond le mieux aux données est celui de moment angulaire  $L=2$ . C'est pourquoi nous n'avons présenté les spectres statistiques correspondant aux autres moments angulaires que sur le spectre b). Aucun des calculs pour les différents moments angulaires ne s'ajuste particulièrement bien aux données sauf sur le spectre a) ( $0.5 \geq \theta_{lab} \geq 1.$  degrés). Ceci confirme que les

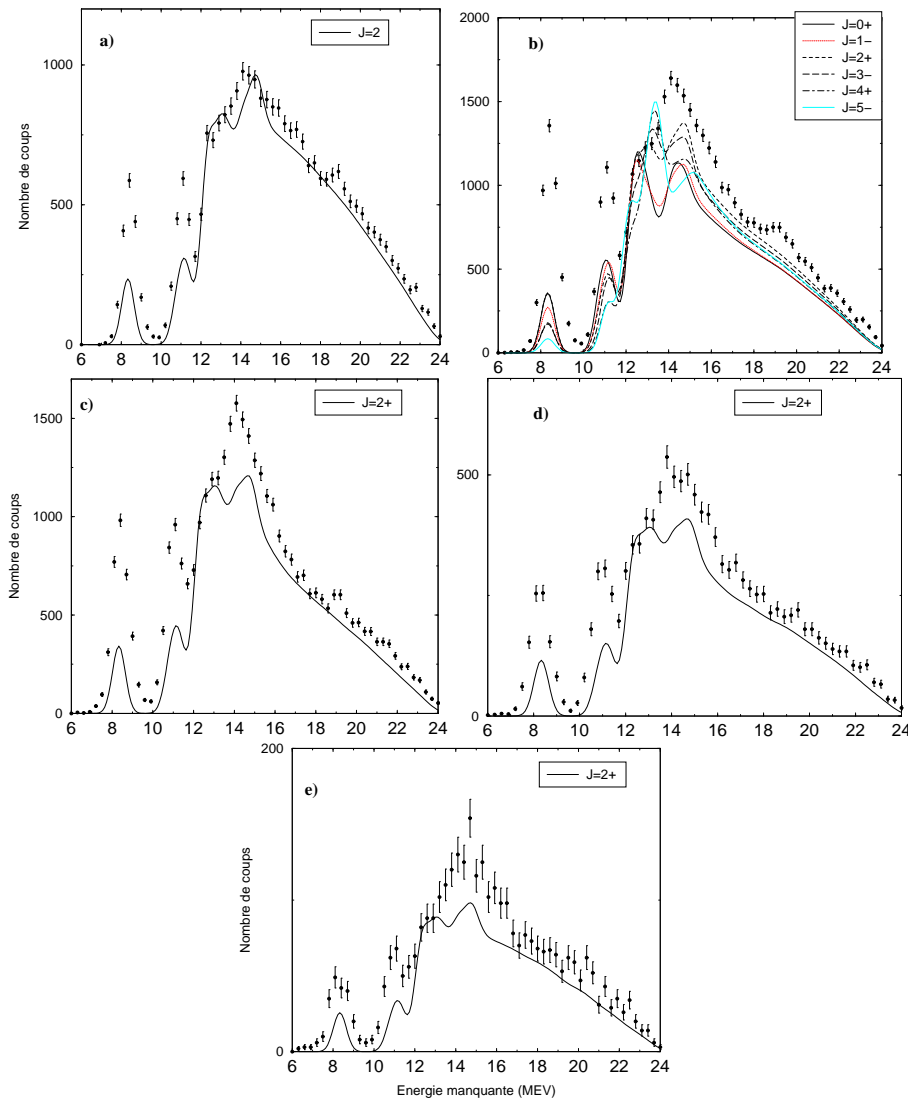


FIG. 4.17: Spectre en énergie manquante construit pour une énergie d'excitation comprise entre 18 et 28 MeV, pour différents intervalles angulaires de l'éjectile. Les protons sont détectés aux angles arrière entre 110 et 260 degrés par rapport à la direction du faisceau. Spectre a) :  $0.5 \geq \theta_{lab} \geq 1.$  degrés, spectre b) :  $1. \geq \theta_{lab} \geq 1.5$  degrés, spectre c) :  $1.5 \geq \theta_{lab} \geq 2.$  degrés, spectre d) :  $2. \geq \theta_{lab} \geq 2.5$  degrés et spectre e) :  $\theta_{lab} \geq 2.5$  degrés. Les traits pleins sont la contribution statistique d'une excitation  $L=2$  calculée par CASCADE dans les intervalles en énergie correspondant. Sur le spectre b), les contributions statistiques des autres moments angulaires sont précisées.

états excités autour de 6-7 MeV dans le  $^{39}\text{K}$  sont alimentés par décroissance directe et non par la décroissance statistique d'un mode de moment angulaire différent de  $L=2$ .

#### g) Proportion de décroissance directe pour la RGQ

Elle est évaluée en soustrayant le calcul statistique au spectre expérimental et en divisant le nombre de coups résultant par le nombre de coups total du spectre expérimental. On considère que la proportion de décroissance directe est la même pour les protons ayant moins de 4 MeV d'énergie. Il est important de préciser que le pourcentage de décroissance directe ainsi calculé représente une borne inférieure car la décroissance statistique est normalisée au maximum compatible avec les données expérimentales.

Pour une région en énergie donnée, on peut calculer ce pourcentage en le mesurant sur des petits intervalles en énergie d'excitation et en moyennant les résultats, ou bien en le mesurant directement sur l'intervalle global. En utilisant la méthode globale, la RGQ, pour un intervalle en énergie d'excitation de 12 à 20 MeV, possède une branche de décroissance directe de  $30.5\% \pm 2.2\%$ . L'erreur présentée sur le pourcentage est purement statistique, il en sera de même pour toutes les erreurs sur les pourcentages présentés dans la suite. L'état fondamental est alimenté par  $38.7 \pm 1.6\%$  de décroissance directe, le premier état excité par  $42.3 \pm 2.5\%$  et la partie haute énergie manquante du spectre par  $10.5 \pm 2.8\%$ . La méthode par tranches donne une branche de décroissance directe de 27 % en moyenne dans l'intervalle entre 12 et 20 MeV. Le tableau (4.5) résume les taux de décroissance directe mesuré sur les spectres par tranches de 2 MeV.

#### 4.3.3 Conclusions sur la région en énergie d'excitation de la RGQ

L'étude de la région en énergie de la RGQ confirme les résultats des expériences précédentes [71]. La proportion de décroissance directe de la RGQ par émission de protons est de 30 %, répartie à égalité entre l'état fondamental et le premier groupe d'états excités. En outre, nous avons observé de la décroissance directe vers un groupe d'états excités à environ 7 MeV au-dessus de l'état fondamental du  $^{39}\text{K}$ . Cette décroissance peut être attribuée à une RGQ construite sur le groupe d'états discrets autour de 6-8 MeV observé dans le spectre inélastique aussi bien qu'à la décroissance d'une RG vers des états excités. Nous ne pouvons pas discriminer entre ces deux hypothèses, cependant le calcul de la référence [73] prévoit une section efficace appréciable pour des états à deux phonons construits avec la RGQ superposée à une RG octupolaire de basse énergie autour de 22 MeV d'énergie d'excitation. L'étude par intervalles de 2 MeV de la région en énergie 22-28 MeV, montre la présence d'une RG de haute énergie qui alimente l'état fondamental du  $^{39}\text{K}$  par décroissance directe.



#### 4.3.4 Région en énergie de l'état à deux phonons quadrupolaires

##### a) Spectres en énergie manquante pour les événements ayant 2 protons pour $28 \leq E^* \leq 38$ MeV

Etudions maintenant les spectres en énergie manquante en prenant en compte les deux protons de l'événement, pour des protons détectés aux angles arrière. En effet la mesure de décroissance directe par deux protons démontrerait la présence d'états à deux phonons.

Pour calculer ce spectre statistique nous utilisons les spectres finals de l' $^{38}\text{Ar}$  que fournit le code CASCADE. La multiplicité des événements est donc fixée à deux protons. Les spectres fournis par CASCADE sont constitués de niveaux discrets sans largeur, nous convoluons les états par notre résolution expérimentale pour l'énergie manquante à deux protons qui est de l'ordre de 1 MeV. La figure (4.18) est un spectre en énergie manquante à deux protons comparé au spectre statistique final de l' $^{38}\text{Ar}$  construit pour les trois paramétrisations différentes de la densité de niveaux de l' $^{38}\text{Ar}$  citées au paragraphe 4.3.1 c). Ces spectres sont construits pour une excitation de la cible entre 28 et 38 MeV de moment angulaire total  $J = 4$ . On voit que la forme du spectre statistique dépend fortement de la paramétrisation choisie. Les spectres statistiques sont normalisés de façon à ne jamais dépasser les données. La forme de chaque spectre induit donc des normalisations différentes. Notamment la paramétrisation  $a = 6.8$  et  $\Delta = 2.9$  conduit à normaliser le spectre statistique très bas, car le calcul statistique ne reproduit pas bien la partie haute énergie du spectre dans l' $^{38}\text{Ar}$ . Les deux autres paramétrisations conduisent à des calculs statistiques satisfaisants, nous comparerons les résultats obtenus avec chacune de ces deux densités de niveaux dans la suite.

Sur la figure (4.19), sont représentés le spectre final de l' $^{38}\text{Ar}$  pour une énergie d'excitation comprise entre 28 et 38 MeV comparé aux spectres statistiques correspondant aux différents moments angulaires des modes collectifs présents dans cette région d'après Andres et al. [73]. On remarque que la forme du spectre statistique est très dépendante du moment angulaire choisi. Ceci est très important car l'état à deux phonons quadrupolaires qui nous intéresse possède trois composantes de moment angulaire 0, 2 et 4. Nous devons donc construire un spectre de décroissance statistique qui contient ces trois composantes. Les proportions entre les différentes composantes du double phonon quadrupolaire sont données par le calcul de [73]. Sur la figure (4.20) a), est présentée le spectre statistique résultant de la somme pondérée selon [73] des trois composantes de la (RGQ)<sup>2</sup>. Le calcul statistique est normalisé au maximum tel qu'il ne dépasse jamais les données.

On observe une composante de décroissance directe vers l'état fondamental de l' $^{38}\text{Ar}$ , le premier état excité et une large composante vers une région à environ 4 MeV au-dessus de l'état fondamental.

Cependant d'après le calcul de section efficace de [73], d'autres états multiphonons participent au spectre inélastique dans cette région en énergie. Nous avons donc également calculé le spectre statistique correspondant à la somme de tous les moments angulaires

TAB. 4.5: Tableau contenant les proportions de décroissance directe mesurées dans les intervalles en énergie précisés dans chaque colonne.

	$14 \leq E^* \leq 16 \text{ MeV}$	$16 \leq E^* \leq 18 \text{ MeV}$	$18 \leq E^* \leq 20 \text{ MeV}$	$20 \leq E^* \leq 22 \text{ MeV}$	$18 \leq E^* \leq 28 \text{ MeV}$
%	$27.9 \pm 3.3$	$21.0 \pm 3.6$	$30.4 \pm 3.9$	$27.2 \pm 5.1$	$23.4 \pm 3.2$

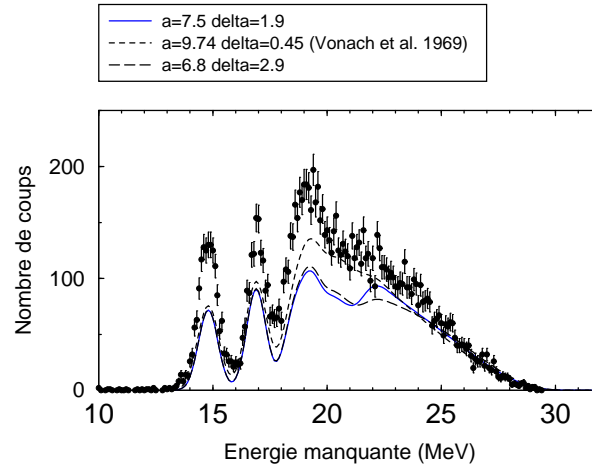


FIG. 4.18: Spectre en énergie manquante à deux protons pour une énergie d'excitation entre 28 et 38 MeV. Les protons sont détectés aux angles arrière entre 100 et 260 degrés, Leur énergie est supérieure à 4 MeV. Ici plusieurs paramétrisations de densités de niveaux de "Fermi Back-shifted" sont testées.

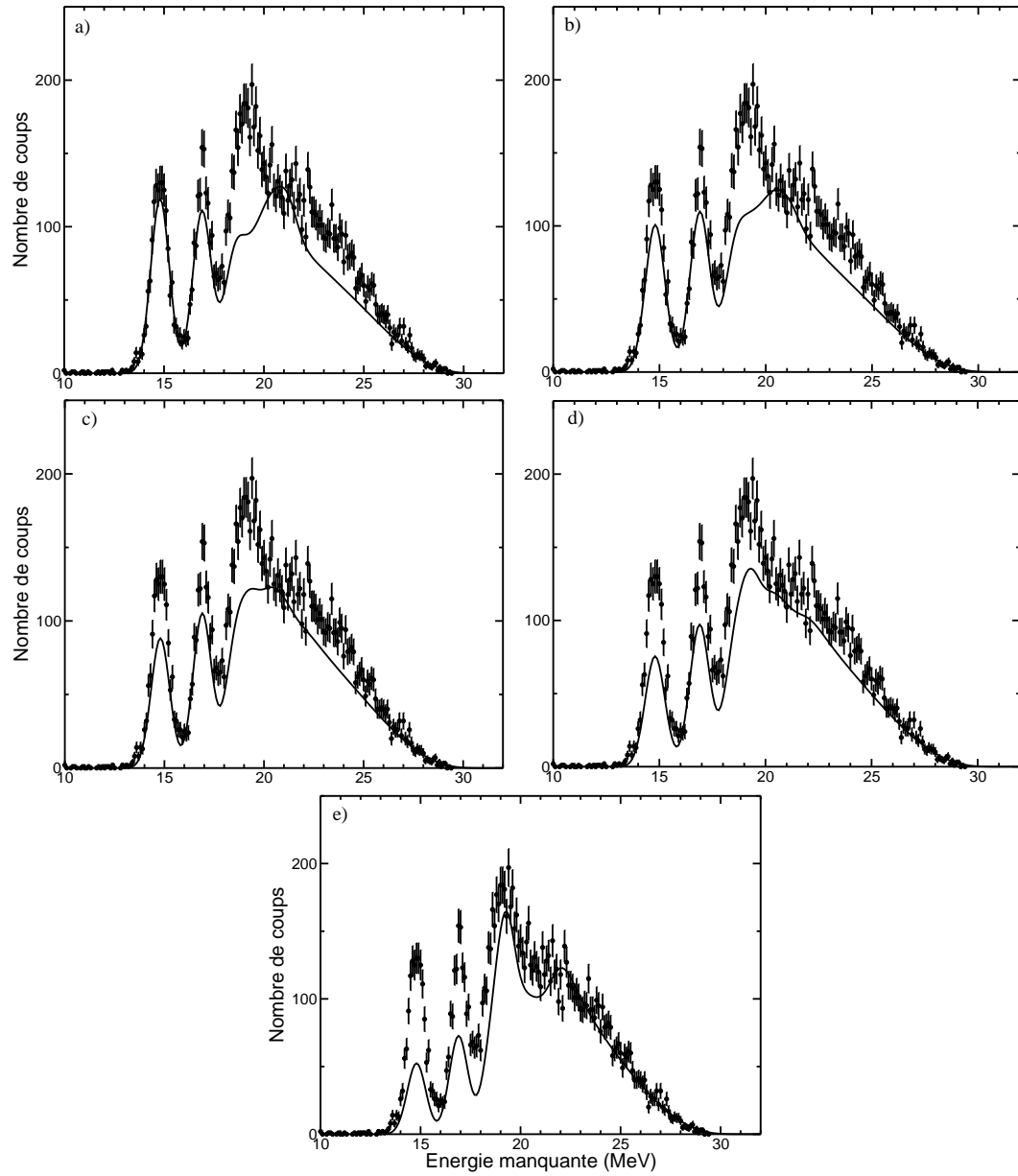


FIG. 4.19: Spectres en énergie manquante à deux protons construit avec les événements où deux protons sont détectés aux angles arrière (de 100 à 260 degrés). Les spectres sont construits pour une énergie d'excitation comprise entre 28 et 38 MeV. La décroissance statistique est calculée pour chaque moment angulaire total présent dans cette région en énergie avec la paramétrisation  $a = 9.74$   $\Delta = 0.45$ . Spectre a) :  $J = 0$ , spectre b) :  $J = 2$ , spectre c) :  $J = 3$ , spectre d) :  $J = 4$ , spectre e) :  $J = 6$ .

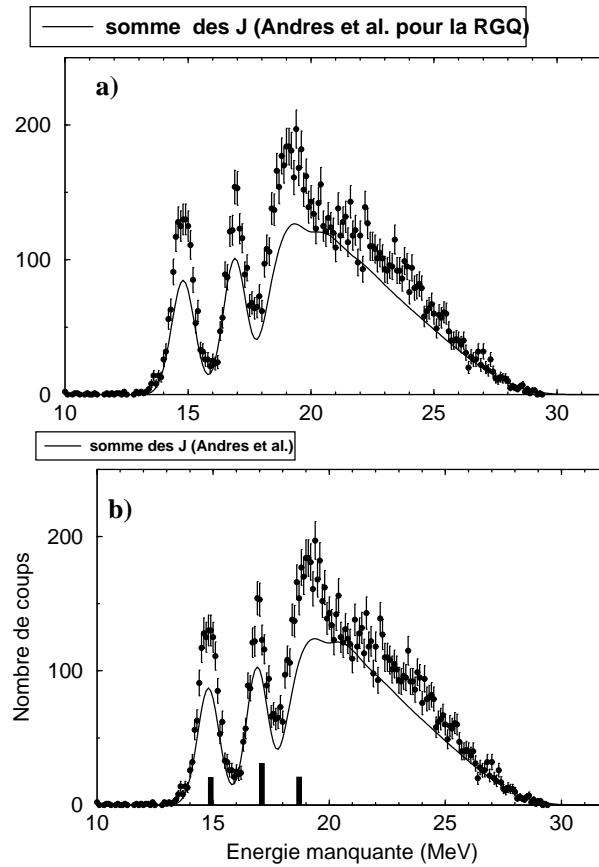


FIG. 4.20: Spectre a) : spectre en énergie manquante utilisant les deux protons des événements de multiplicité deux protons. Les deux protons sont détectés aux angles arrière (de 100 à 260 degrés). Le spectre est construit pour une énergie d'excitation comprise entre 28 et 38 MeV. La décroissance statistique est calculée en sommant les décroissances statistiques des trois J possibles pour une double RGQ. La somme est pondérée par la section efficace calculée correspondant à la contribution de chaque spin de la double RGQ tirées de Andres et al. [73] . spectre b) : Même spectre expérimental que a). La décroissance statistique est calculée en sommant les décroissances statistiques des différents spins avec comme pondération les sections efficaces calculées correspondant à tous les états multiphonons présents dans cette région, tirées de Andres et al [73].

des modes collectifs prévus dans cette région avec comme poids leur section efficace intégrée respective. Le résultat est présenté sur la figure (4.20) b). La différence entre les deux calculs statistiques est très minime. En effet, même si d'autres modes collectifs sont excités dans la réaction, la RGQ et les multiphonons construits avec elle restent les modes privilégiés qui dominent la section efficace totale. La décroissance directe observée est localisée sur l'état fondamental, le premier état excité à 2.2 MeV et un groupe d'états excités autour de 4 MeV de l' $^{38}\text{Ar}$ .

Pour nous assurer que la décroissance directe mise en évidence ne provient pas d'un artefact dû à un mauvais choix de densité de niveaux, nous avons effectué les mêmes calculs avec l'autre paramétrisation de la densité de l' $^{38}\text{Ar}$  retenue ( $a = 7.5$  et  $\Delta = 1.9$ ). Les spectres statistiques pour les différents moments angulaires comparés au spectre final de l' $^{38}\text{Ar}$  expérimental sont présentés sur la figure (4.21). La somme pondérée de ces spectres pour les moments angulaires des modes collectifs présents dans cette région est présentée sur le spectre f) de la même figure. Le spectre statistique final a une allure un peu différente de celui obtenu avec la densité de niveaux précédente notamment autour de 22 MeV d'énergie manquante de l' $^{38}\text{Ar}$ . Mais dans les deux cas, on observe une forte composante de décroissance directe autour de 4 MeV au-dessus de l'état fondamental.

Sur le spectre 4.20, le taux de décroissance directe à deux protons observé entre 28 et 38 MeV d'énergie d'excitation s'élève à  $22.6 \pm 5.8 \%$  pour la densité de niveaux de paramètres  $a = 9.74$  et  $\Delta = 0.45$ . Dans ce cas, l'état fondamental est alimenté par  $31.5 \pm 11 \%$  de décroissance directe, le premier état excité par  $22.2 \pm 9.8 \%$  et la fin du spectre pour une énergie manquante supérieure à 17.7 MeV est alimentée par  $21.3 \pm 9.6 \%$ . En utilisant la paramétrisation  $a = 7.5$  et  $\Delta = 1.9$ , on trouve  $22.9 \pm 9.8 \%$  de décroissance directe pour une énergie d'excitation comprise entre 28 et 38 MeV. L'état fondamental est alors alimenté par  $30.9 \pm 11 \%$  de décroissance directe, le premier état excité par  $24.8 \pm 9.8 \%$  et la partie haute énergie manquante par  $21.5 \pm 9.6 \%$ . Les taux de décroissance directe mesurés sont donc similaires. Pour un état à deux phonons quadrupolaire, la branche directe de la RGQ étant de 30 %, on attendrait 9 % ( $= 30 \% \times 30 \%$ ) de décroissance directe dans le cas où les deux RG décroissent directement. Il faut envisager également le cas où l'une des deux RG seulement décroît directement. Seul le cas où la première RG décroît directement et la seconde statistiquement n'est possible, car la thermalisation du noyau est un processus bien plus long que la décroissance directe. Dans ce cas, un des deux protons étant statistiques, les événements se distribuent sur tous les états sur le spectre en énergie manquante. Ce type de décroissance représente 21 % ( $= 30 \% \times 70 \%$ ) de la décroissance totale d'un état à deux phonons quadrupolaires. La décroissance statistique étant normalisée au maximum, elle recouvre sûrement des événements dans lesquels un proton sur les deux est issu de la décroissance directe, mais on ne peut pas savoir dans quelle proportion. Une simulation de ce type de décroissance est nécessaire pour évaluer sa contribution au spectre expérimental. Le surplus de décroissance directe mesurée dans cette région peut résulter également de faibles contributions provenant d'autres modes

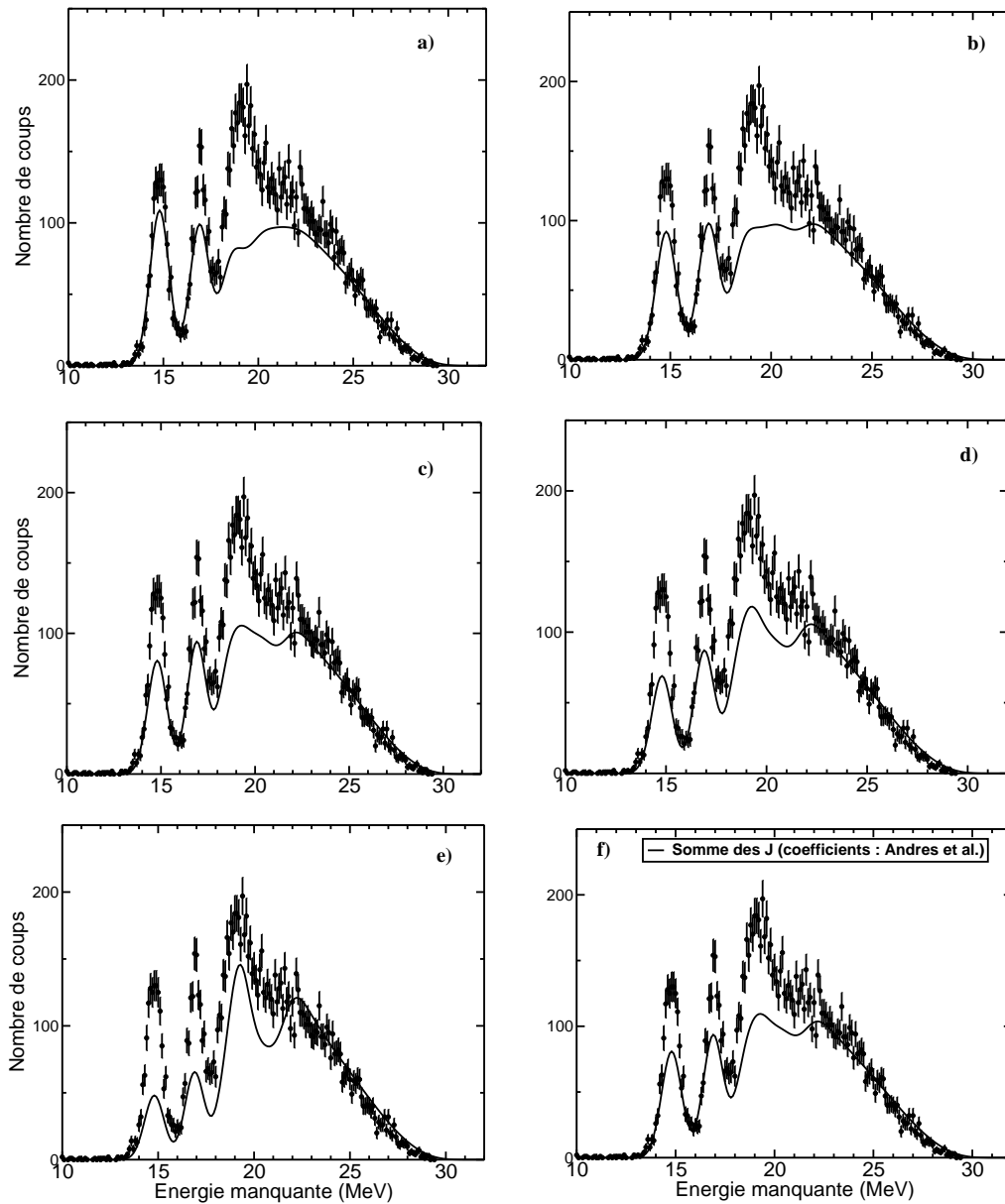


FIG. 4.21: Spectres en énergie manquante à deux protons construit avec les événements où deux protons seulement sont détectés aux angles arrière (de 90 à 270 degrés). Les spectres sont construits pour une énergie d'excitation comprise entre 28 et 38 MeV. La décroissance statistique est calculée pour chaque moment angulaire total présent dans cette région en énergie pour une autre paramétrisation de la densité d'états de Fermi Back Shifted  $a = 7.5$  et  $\Delta = 1.9$ . Spectre a) :  $J = 0$ , spectre b) :  $J = 2$ , spectre c) :  $J = 3$ , spectre d) :  $J = 4$ , spectre e) :  $J = 6$ , spectre f) : somme des contributions des 5 spins pondérée avec les sections efficaces associées calculées par [73].

collectifs.

La décroissance directe par deux protons détectés aux angles arrière mise en évidence ici montre d'ores et déjà que des états à deux phonons sont présents dans l'intervalle en énergie 28-38 MeV. Nous ne pouvons pas savoir avec quels modes collectifs ces états multiphonons sont construits. L'étude de la décroissance directe à l'aide de la simulation présentée précédemment adaptée à la décroissance d'un état à deux phonons peut apporter des informations supplémentaires. En effet on ne considère dans cette simulation que les états multiphonons construits avec la RGQ.

#### **b) Simulation de décroissance directe pour la région des états à deux phonons**

Nous avons étendu la simulation adaptée pour la région de la RGQ à la décroissance des états à deux phonons quadrupolaires. Plusieurs hypothèses ont été testées.

Dans un premier temps, si l'on considère la décroissance directe d'un état à deux phonons constitués de deux RGQ superposées indépendantes, on attend la décroissance directe présentée sur le schéma (4.22). Dans ce cas, la RGQ décroît de façon équivalente vers l'état fondamental et le premier état excité du  $^{39}\text{K}$ . La seconde RGQ peut donc décroître vers l'état fondamental, le premier (2.2 MeV) et le second état excité (3.9 MeV) de l' $^{38}\text{Ar}$  de façon équiprobable. L'importance relative des pics de décroissance directe calculés par la simulation ne correspond pas à l'expérience.

Si nous prenons en compte les RG construites sur un état de basse énergie incluses dans la simulation du paragraphe 4.3.3 d) pour la région en énergie d'excitation autour de 20 MeV, en plus d'une alimentation équiprobable des états de l' $^{38}\text{Ar}$  par les RG, l'état à 4 MeV va être un peu plus alimenté par la décroissance des multiphonons construits avec ces états (voir schéma (4.23)). La comparaison à l'expérience est présentée sur la figure (4.24). L'importance relative des pics obtenus ne concorde pas avec le spectre expérimental. En effet, expérimentalement, l'état fondamental est plus alimenté que le premier état excité par la décroissance directe. Ceci ne peut pas être reproduit par une simulation dans laquelle les poids affectés aux états de l' $^{38}\text{Ar}$  sont égaux. En effet le principe de Brink-Axel a pour conséquence qu'une RG construite sur un état excité ne peut pas décroître vers l'état fondamental du noyau fils, si bien que dans notre simulation l'état fondamental de l' $^{38}\text{Ar}$  est défavorisé au profit des états excités.

Un dernier essai avec des poids différents pour l'état fondamental, et les états excités a donc été effectué. Les paramètres de la simulation sont présentés dans le tableau (4.6). Les positions des pics et les règles d'alimentation des états de la figure (4.23) restent inchangés, seuls les poids affectés aux états alimentés dans la décroissance ont été modifiés.

Le résultat de cette dernière simulation est présenté sur la figure (4.25). On voit que l'intensité relative des pics de décroissance directe correspond bien au spectre expérimental. L'état fondamental est légèrement plus alimenté que le premier état excité.

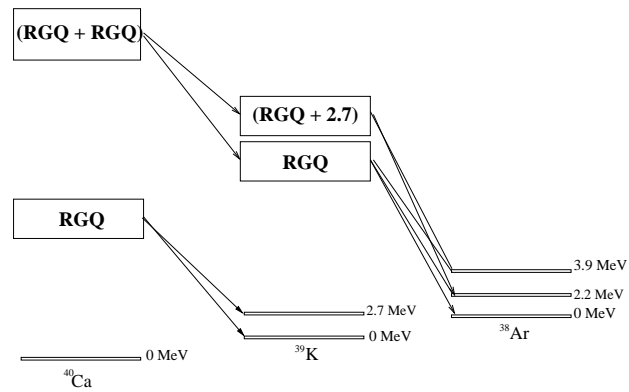


FIG. 4.22: Décroissance directe pour un état à deux phonons harmonique décroissant comme deux RGQ superposées indépendamment. Une RGQ construite sur un état excité ne peut pas décroître vers l'état fondamental du noyau fils, conformément au principe de Brink et Axel [34].

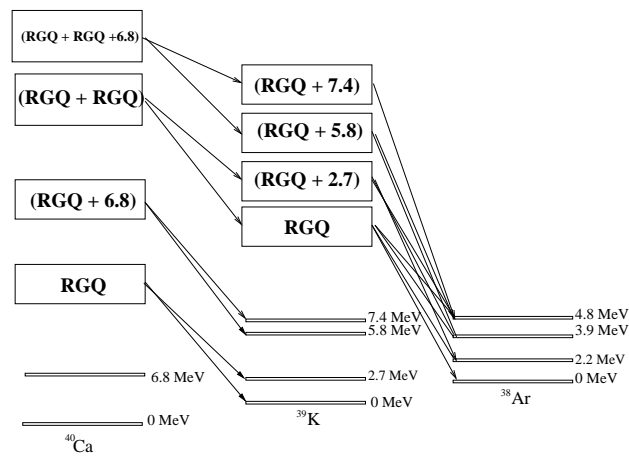


FIG. 4.23: Décroissance directe pour un état à deux phonons où l'on a repris les hypothèses faites sur la région en énergie 12-28 MeV (voir paragraphes précédents).



TAB. 4.6: Tableau résumant les poids statistiques attribués aux niveaux alimentés par décroissance directe dans l' $^{38}\text{Ar}$  en fonction des RG excitées dans le  $^{39}\text{K}$ . La première colonne contient les énergies des pics de la RGQ considérée et de l'état constitué de la RGQ superposée à un état de basse énergie. La colonne suivante contient les largeurs affectées aux pics des multiphonons considérés. Dans la colonne suivante, leur importance relative est présentée. Dans les colonnes suivantes sont présentés les poids avec lesquels les états de l' $^{38}\text{Ar}$  sont alimentés par chaque pic des états multiphonons considérés.

E(RG) (MeV)	$\Gamma$ (RG) (MeV)	Poids(RG)	Poids (0 MeV)	Poids(2.2 MeV)	Poids(3.9 MeV)	Poids(4.8 MeV)
14	3	0.3	0.35	0.20	0.30	0.15
17.5	3	0.5	0.35	0.20	0.30	0.15
20.8	3	0.1	0.	0.	0.5	0.5
24.3	3	0.1	0.	0.	0.5	0.5

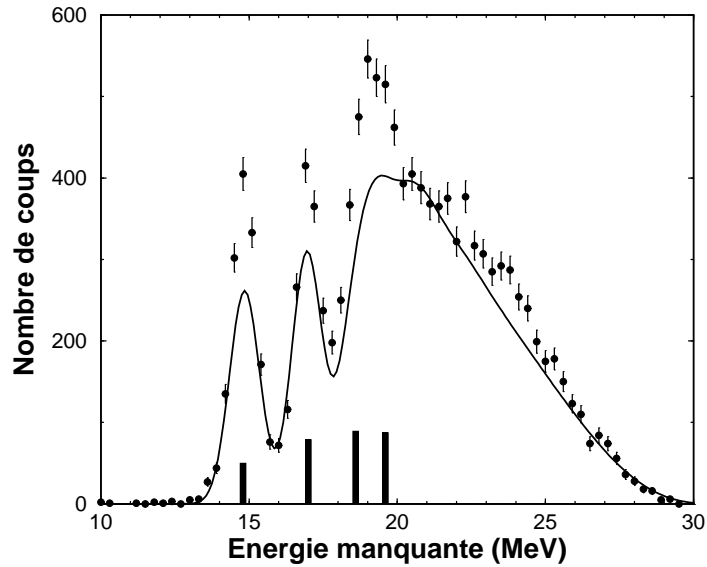


FIG. 4.24: Spectre en énergie manquante à deux protons pour une énergie d'excitation comprise entre 28 et 38 MeV. Il s'agit en fait du spectre des états finals, au seuil d'émission deux protons près, de l' $^{38}\text{Ar}$ . Les événements sélectionnés sont ceux où deux protons seulement ont été détectés, à l'arrière pour des angles dans le référentiel du laboratoire entre 100 et 260 degrés. Le résultat de la simulation de décroissance directe effectuée pour des états de l' $^{38}\text{Ar}$  équiprobables est représenté par les barres noircies.

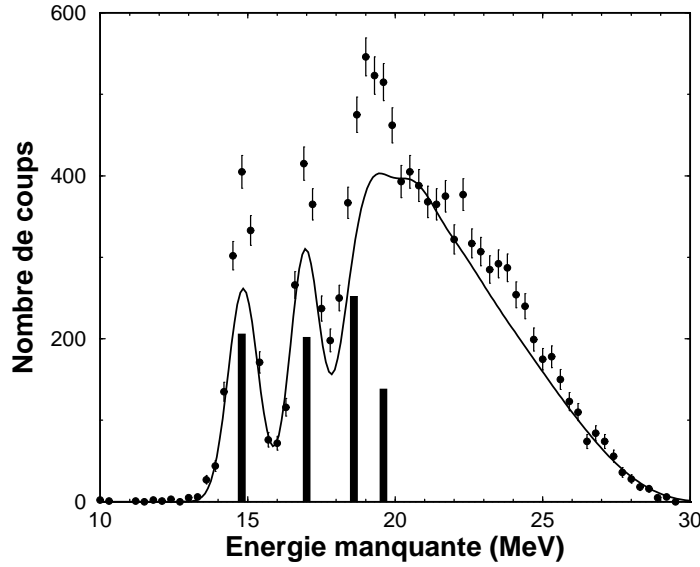


FIG. 4.25: Spectre en énergie manquante à deux protons pour une énergie d'excitation comprise entre 28 et 38 MeV. Il s'agit en fait du spectre des états finals, au seuil d'émission deux protons près, de l' $^{38}\text{Ar}$ . Les événements sélectionnés sont ceux où deux protons seulement ont été détectés, à l'arrière pour des angles dans le référentiel du laboratoire entre 100 et 260 degrés. L'angle de l'éjectile est supérieur à 0.5 degré. Le résultat de la simulation de décroissance directe dont les paramètres sont présentés dans le tableau (4.6) est représenté par les barres noircies.

TAB. 4.7: Sections efficaces inélastiques calculées par Andres et al. [73] pour des tranches en énergie d'excitation de 2 MeV et pour chaque spin J.

$E^*$ (MeV)	$L = 0$ (mb)	$L = 1$ (mb)	$L = 2$ (mb)	$L = 3$ (mb)	$L = 4$ (mb)	$L = 5$ (mb)	$L = 6$ (mb)
$22 \leq E^* \leq 24$	2.115	0.560	1.750E-02	1.123	1.440E-02	1.881	0.0
$24 \leq E^* \leq 26$	0	0	0	0	0	0	
$26 \leq E^* \leq 28$	0.	8.951E-02	5.264E-03	0.723	9.912E-03	0.445	0.
$28 \leq E^* \leq 30$	0	0	3.137E-02	0	0	0	0
$30 \leq E^* \leq 32$	0	0	3.530E-04	2.214	1.060E-03	0	0
$32 \leq E^* \leq 34$	0.213	0.0	0.535	0.239	0.0	0	0
$34 \leq E^* \leq 36$	8.014E-04	1.225E-02	0.467	4.803E-02	1.735	1.979E-03	0.0
$36 \leq E^* \leq 38$	3.204E-02	0.0	3.480E-02	0.0	7.939E-02	0.0	0.200
$38 \leq E^* \leq 40$	2.334E-04	1.830E-03	0.751	1.239E-02	0.0	3.917E-04	0.0
$40 \leq E^* \leq 42$	4.488E-02	1.108E-02	6.233E-03	0.0	1.703E-02	0.0	5.126E-02
$42 \leq E^* \leq 44$	5.830E-05	0.0	7.769E-05	0	0	0	0

Dans l'ensemble on peut conclure que les deux dernières simulations se comparent tout à fait bien au spectre expérimental d'énergie manquante construit avec deux protons. La décroissance directe observée ici ne correspond pas à l'image simple du schéma (4.22) correspondant à deux phonons quadrupolaires harmoniques. Plusieurs raisons peuvent expliquer cela. La première est que nous ne connaissons pas la structure du  $^{39}\text{K}$ , noyau intermédiaire dans la décroissance de l'état à deux phonons par protons. Si la RGQ dans le  $^{39}\text{K}$  décroît différemment de la RGQ dans le  $^{40}\text{Ca}$ , les hypothèses faites ici sont fausses. De plus, la simulation suppose que l'état à deux phonons considérés est constitué de deux RGQ. D'autres états à deux phonons peuvent être présents dans cette région, comme le prévoient les auteurs de la référence [73] et décroître directement. Enfin la dernière interprétation est celle d'un état à deux phonons quadrupolaires anharmonique, qui ne décroissent pas comme deux RGQ superposées indépendamment. Pour comparer encore plus avant la simulation de décroissance directe avec les données et obtenir une information plus fine sur la décroissance directe de la région en énergie de l'état à deux phonons quadrupolaires, l'étude de celle-ci par petits intervalles en énergie est présentée.

### c) Spectres en énergie manquante à deux protons par tranches de 2 MeV en énergie d'excitation

Nous avons étudié la décroissance par deux protons de la région en énergie d'excitation entre 22 et 44 MeV par intervalles de 2 MeV, qui encadre largement la région de l'état à deux phonons quadrupolaires. Dans cette région la multiplicité proton des événements est égale à deux. Les spectres en énergie manquante à deux protons sont présentés sur la figure (4.26). La décroissance statistique a été évaluée en se basant sur le calcul de section efficace de [73], cf. tableau (4.7). Pour chaque tranche en énergie, nous avons sommé les moments angulaires correspondants aux modes collectifs excités avec comme pondération les sections efficaces intégrées théoriques du tableau (4.7). Sur chaque spectre la contribution statistique est normalisée au maximum compatible avec les données. Les spectres en énergie manquante construits pour une énergie d'excitation comprise entre 22 et 26 MeV ne sont pas présentés car le calcul théorique ne prévoit pas de mode collectif dans cette région. Il est utile de noter que les modes collectifs calculés ne possèdent pas de largeur et ne sont pas convolués par une Lorentzienne. Or on sait qu'ils possèdent en réalité une grande largeur. Un mode peut ne pas être centré dans l'intervalle considéré, et donc sa décroissance statistique n'est pas prise en compte, alors qu'expérimentalement il contribue dans cet intervalle grâce à sa grande largeur.

L'étude des spectres en énergie manquante construits pour des petites tranches en énergie nous permet de localiser les variations de la décroissance directe mesurée dans toute la région en énergie. Pour une énergie d'excitation comprise entre 26 et 28 MeV, la décroissance directe alimente fortement l'état fondamental de l' $^{38}\text{Ar}$  et le premier état excité. Sur la tranche en énergie d'excitation suivante, entre 28 et 30 MeV, la décroissance

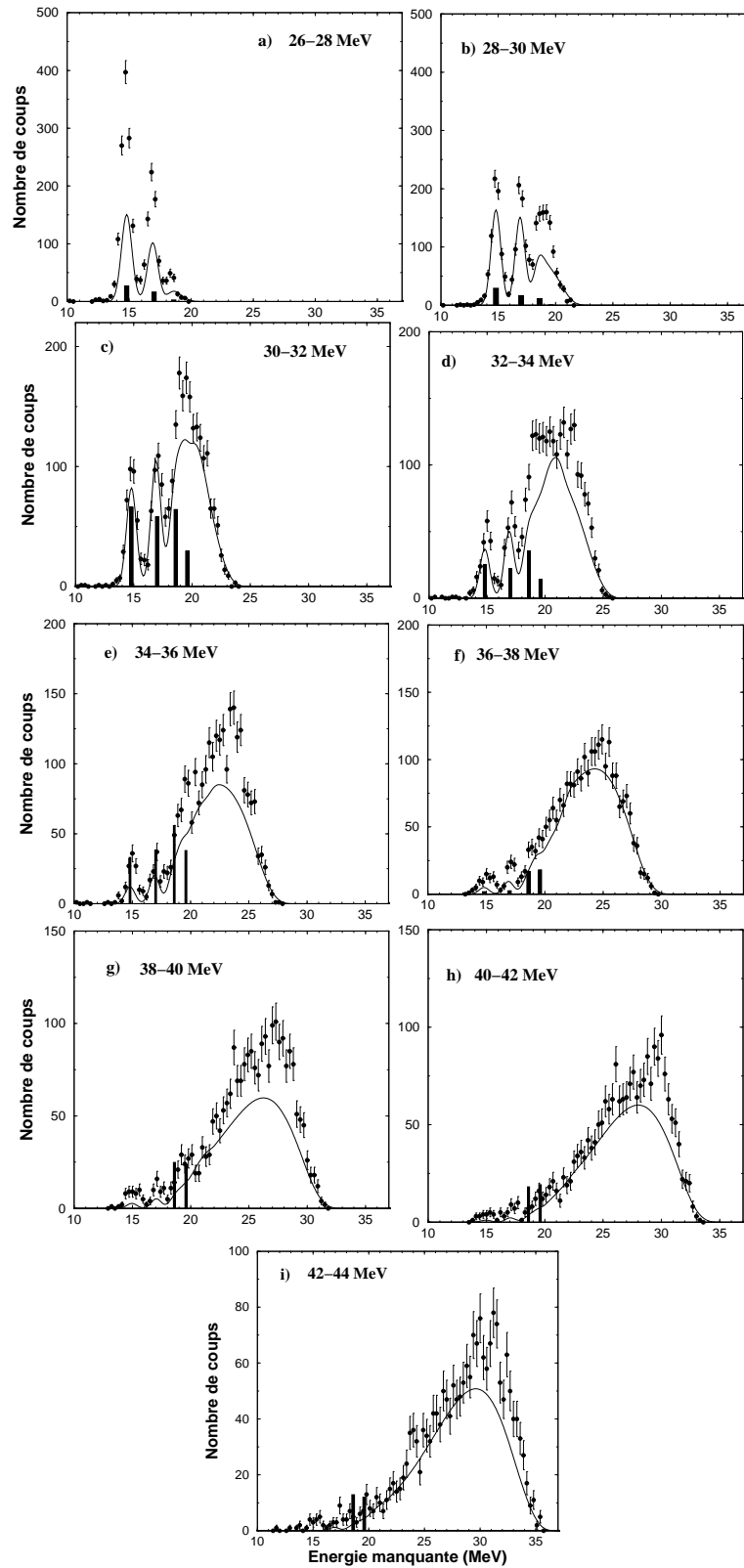


FIG. 4.26: Spectre en énergie manquante à deux protons pour une énergie d'excitation comprise entre 22 et 44 MeV par tranches de 2 MeV. Il s'agit en fait du spectre des états finals de l' $^{38}\text{Ar}$ . Les événements sélectionnés sont ceux où deux protons seulement ont été détectés, à l'arrière pour des angles dans le référentiel du laboratoire entre 100 et 260 degrés. Les spectres sont comparés à la contribution statistique. Le résultat de la décroissance directe correspondant aux hypothèses du tableau 4.6 sont indiqués également. Les intervalles en énergie d'excitation considérés sont indiqués sur chaque spectre. Les lignes pleines sont le résultat du calcul de la décroissance statistique détaillé dans le texte.

directe alimente fortement des états autour de 4 MeV au-dessus de l'état fondamental. Sur le spectre correspondant à la tranche en énergie d'excitation entre 32 et 34 MeV, la décroissance directe alimente un nouvel état excité à environ 8 MeV au-dessus de l'état fondamental de l' $^{38}\text{Ar}$ . Cet état excité est-il alimenté par la décroissance directe de l'état à deux phonons quadrupolaires ou par un état à trois phonons construit avec un état excité du  $^{40}\text{Ca}$  situé au-dessous du seuil d'émission proton ? Nous ne pouvons pas conclure.

Sur le spectre correspondant à la tranche en énergie d'excitation entre 36 et 38 MeV, on voit une brusque diminution de la décroissance directe, tandis qu'une nouvelle branche s'ouvre sur le spectre suivant. On peut interpréter cette transition comme le passage de la région de l'état à deux phonons quadrupolaires à la région des états à trois phonons.

Ces observations sont quantifiées dans le tableau (4.8) dans lesquels se trouvent les taux de décroissance directe mesurés relatifs à chaque spectre.

La proportion de décroissance directe mesurée sur ces spectres est très élevée. Le taux de décroissance directe mesuré sur la figure (4.25) par la méthode globale est plus faible. La différence provient du fait que la décroissance statistique est construite seulement avec les modes présents d'après Andres et al. dans l'intervalle de 2 MeV considéré puis normalisée au maximum compatible avec les données. Or le spectre global construit pour l'intervalle en énergie 28-38 MeV est comparé à la décroissance statistique construite pour chaque J présent dans l'intervalle, quelque soit la localisation exacte du mode correspondant. Le spectre final est donc moyenné.

Les états alimentés par la décroissance directe sur les spectres d'énergie comprise entre 28 et 38 MeV sont principalement les états excités au-dessus de 3 MeV dans l' $^{38}\text{Ar}$ . Ceci est conforme à ce que l'on avait déjà observé sur les figures (4.20) et (4.21).

#### **d) Spectre en énergie manquante construit à l'aide d'un seul proton sur les deux de l'événement pour $28 \leq E^* \leq 38 \text{ MeV}$**

Les spectres en énergie manquante construits avec un seul proton sur les deux de l'événement apportent des informations supplémentaires aux spectres construits à l'aide des deux protons. En effet, ils mettent en évidence par quels états intermédiaires du  $^{39}\text{K}$  la décroissance directe des états s'est effectuée.

Les spectres de décroissance statistique en énergie manquante construits avec un proton pour les événements de multiplicité égale à deux protons sont calculés avec la somme des protons émis par le  $^{40}\text{Ca}$  et le  $^{39}\text{K}$  donnés par CASCADE. Pour imposer une telle multiplicité, on interdit les décroissances vers les états du  $^{39}\text{K}$  situés au-dessous du seuil d'émission proton. Les spectres obtenus sont convolués comme expliqué dans le paragraphe dédié au calcul statistique. Le spectre en énergie manquante à un proton pour des événements de multiplicité deux protons aux angles arrière (mêmes conditions que le spectre (4.20)) est présenté sur la figure (4.27). On peut noter que la décroissance statistique est calculée exactement de la même façon que précédemment. Elle résulte de la

TAB. 4.8: Tableau contenant les taux de décroissance directe mesurés sur les spectres (4.26) dans les intervalles en énergie précisés dans chaque colonne

	$26 \leq E^* \leq 28 \text{ MeV}$	$28 \leq E^* \leq 30 \text{ MeV}$	$30 \leq E^* \leq 32 \text{ MeV}$	$32 \leq E^* \leq 34 \text{ MeV}$	$34 \leq E^* \leq 36 \text{ MeV}$
%	$55.2 \pm 8.4$	$30.8 \pm 9.2$	$19.9 \pm 10.0$	$31.1 \pm 10.6$	$31.7 \pm 11.3$
	$36 \leq E^* \leq 38 \text{ MeV}$	$38 \leq E^* \leq 40 \text{ MeV}$	$40 \leq E^* \leq 42 \text{ MeV}$	$42 \leq E^* \leq 44 \text{ MeV}$	
%	$15.7 \pm 12.3$	$33.5 \pm 13.2$	$23.8 \pm 14.0$	$23.2 \pm 15.4$	

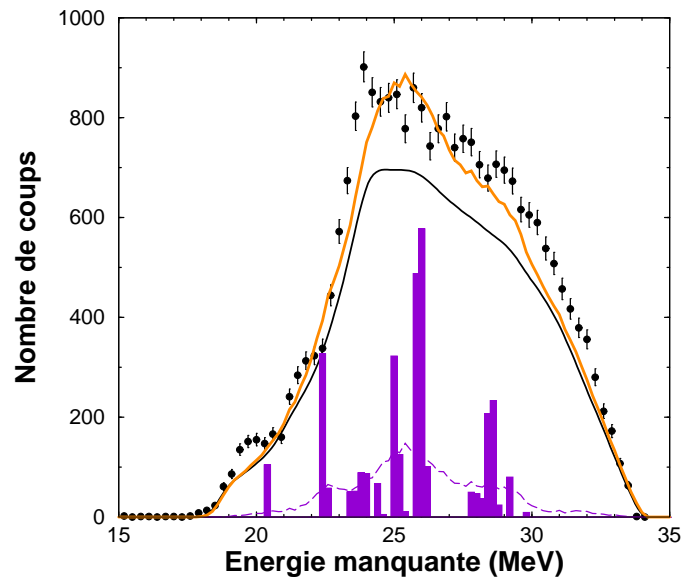


FIG. 4.27: Spectre en énergie manquante à un proton construit avec les événements où deux protons seulement sont détectés aux angles arrière (de 100 à 260 degrés). Le spectre est construit pour une énergie d'excitation comprise entre 28 et 38 MeV. Le trait plein est le résultat du calcul de la décroissance statistique normalisé avec le même facteur que sur le spectre (4.25).

somme des contributions des différents moments angulaires des modes collectifs excités entre 28 et 38 MeV en énergie d'excitation pondérées par les sections efficaces théoriques tirées de [73]. La normalisation du spectre statistique final est donc la même que la normalisation du spectre statistique en énergie manquante à deux protons.

On observe une grande composante de décroissance directe dans cette région. La simulation de décroissance directe dans les conditions du spectre (4.25) est présentée sur la même figure. La simulation est effectuée dans le cas où l'on ne tient pas compte de la largeur des RG ni de la résolution expérimentale (barres noires) et dans le cas où l'on affecte une largeur de 3 MeV aux RG mises en jeu et une résolution expérimentale de 750 keV (courbe tiretée). La somme de la décroissance statistique et de la décroissance directe ainsi convoluée est représentée par le trait plein au-dessus de la contribution statistique. L'accord avec les données est satisfaisant.

La simulation de décroissance directe correspondant à la figure (4.23) est en bon accord avec l'expérience à la fois sur le spectre d'énergie manquante construite avec les deux protons de l'événement (4.25) et sur ce dernier spectre (4.27). Il est supposé à la fois dans la simulation de décroissance directe et la décroissance statistique que le mode qui domine la section efficace est le double phonon quadrupolaire. Le bon accord obtenu avec les données confirme qu'il est dominant dans cette région en énergie d'excitation. Dans la suite, nous allons étudier la dépendance de ces spectres en énergie manquante en fonction de l'angle de l'éjectile, ce qui nous apportera peut-être des indices sur la présence de plusieurs modes de moments angulaires différents.

#### **e) Dépendance en angle de l'éjectile des spectres en énergie manquante pour $28 \leq E^* \leq 38$ MeV**

Les figures (4.28) et (4.29) sont conditionnées par des intervalles en angle de l'éjectile de 0.5 degrés de large. Les données expérimentales sur ces deux figures sont les mêmes, dans un cas l'énergie manquante est construite avec les deux protons de l'événement et dans l'autre cas avec un seul des deux mais écrite une fois pour chaque proton. La contribution de la décroissance statistique est placée sur chaque spectre et est normalisée avec le même facteur sur les deux figures au maximum compatible avec les deux spectres.

La dépendance du spectre en énergie manquante à deux protons extrait pour une énergie d'excitation comprise entre 28 et 38 MeV en fonction de l'angle de l'éjectile est étudiée sur la figure (4.28). Sur les spectres a) et b), les états excités à 4 MeV environ au-dessus de l'état fondamental de l' $^{38}\text{Ar}$  sont alimentés par la décroissance directe. Sur les spectres suivants, lorsque l'angle de l'éjectile dans le référentiel du laboratoire est supérieur à 1.5 degrés, ils ne sont plus visibles. Le spectre qui met en évidence le plus de décroissance directe est le spectre b), pour  $1. \leq \theta_{lab} \leq 1.5$  degrés. C'est déjà ce que l'on avait observé sur les spectres en énergie manquante de la figure (4.17) pour l'intervalle en énergie d'excitation entre 18 et 28 MeV. Dans cet intervalle angulaire, tous les modes

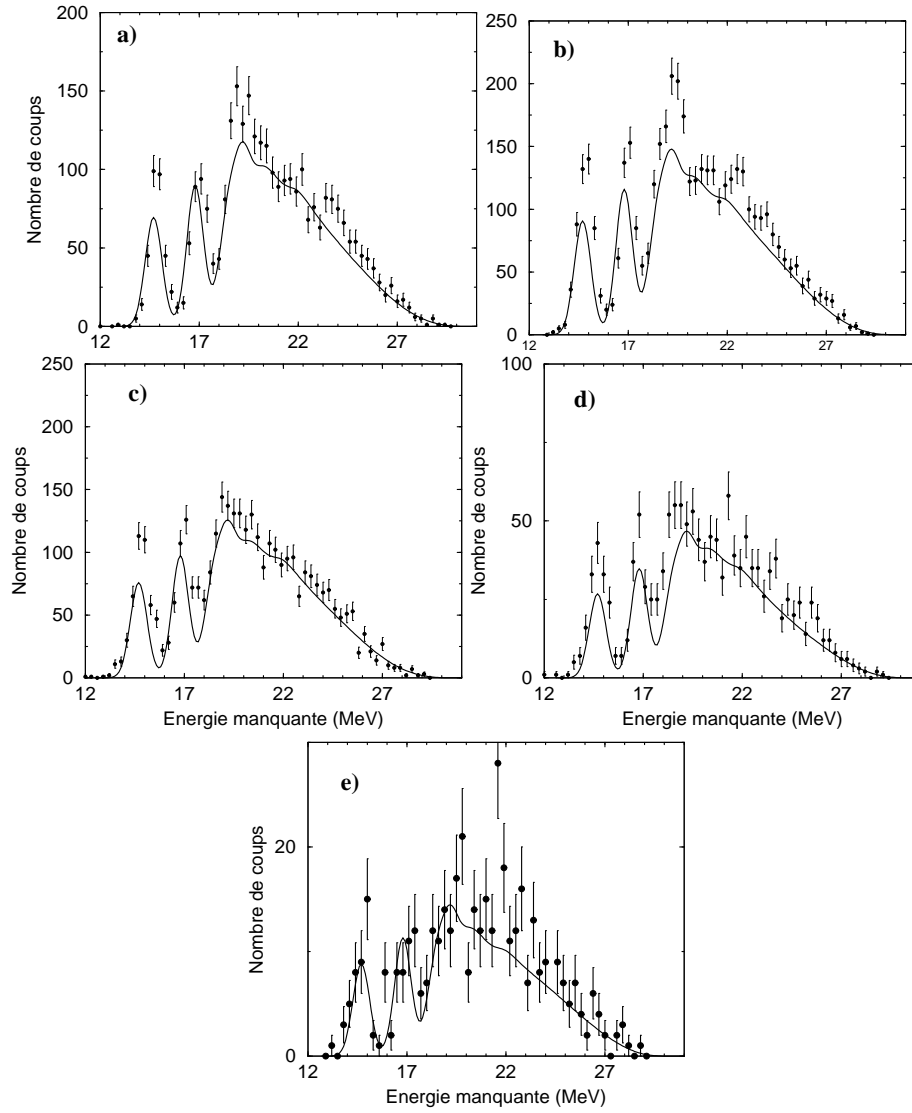


FIG. 4.28: Spectres en énergie manquante à deux protons construits avec les événements où deux protons seulement sont détectés aux angles arrière (de 100 à 260 degrés). Le spectre est construit pour une énergie d'excitation comprise entre 28 et 38 MeV. Le trait plein est le résultat du calcul de la décroissance statistique. Chaque spectre est conditionné par un intervalle angulaire de l'éjectile différent indiqué sur la figure, dans le référentiel du laboratoire. Les intervalles angulaires choisis sont : spectre a)  $0.5 \leq \theta_{lab} \leq 1.$  Spectre b)  $1. \leq \theta_{lab} \leq 1.5.$  Spectre c) :  $1.5 \leq \theta_{lab} \leq 2.$  Spectre d) :  $2. \leq \theta_{lab} \leq 2.5.$  Spectre e) :  $\theta_{lab} \geq 2.5.$



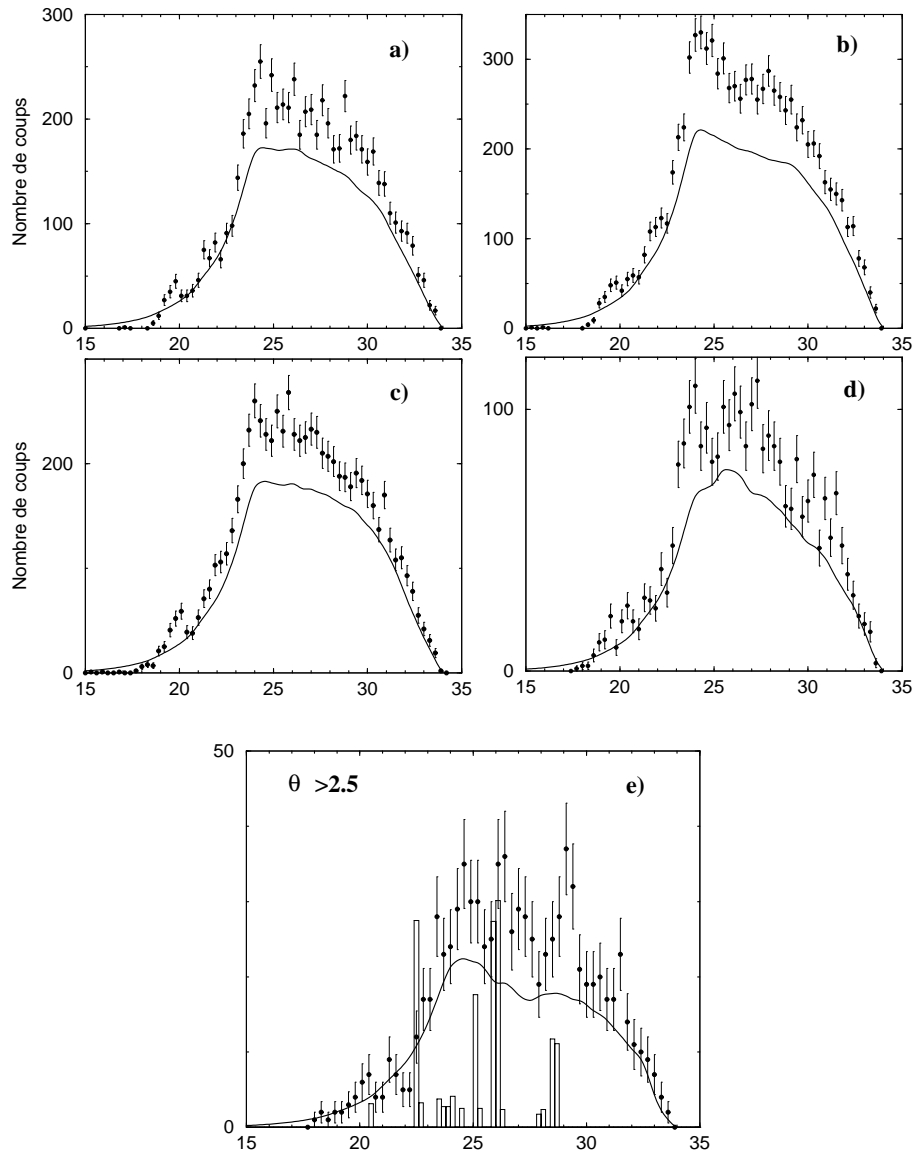


FIG. 4.29: Spectres en énergie manquante à un proton construits avec les événements où deux protons seulement sont détectés aux angles arrière (de 100 à 260 degrés). Le spectre est construit pour une énergie d'excitation comprise entre 28 et 38 MeV. Chaque spectre est conditionné par un intervalle angulaire de l'éjectile différent indiqué sur la figure, dans le référentiel du laboratoire. Les intervalles angulaires choisis sont : spectre a)  $0.5 \leq \theta_{lab} \leq 1.$  Spectre b)  $1. \leq \theta_{lab} \leq 1.5.$  Spectre c) :  $1.5 \leq \theta_{lab} \leq 2.$  Spectre d) :  $2. \leq \theta_{lab} \leq 2.5.$  Spectre e) :  $\theta_{lab} \geq 2.5.$

sont très excités, nous ne pouvons donc pas déduire de cette observation quels sont les modes privilégiés. Dans le tableau (4.9), le nombre de coups dans chaque pic est présenté dans les différents intervalles angulaires de l'éjectile.

Sur les spectres de la figure (4.29), la même étude est menée pour les spectres en énergie manquante à un proton. Au-delà d'un angle de 2 degrés, on voit apparaître des pics au-dessus de la décroissance statistique. Sur le dernier spectre est présentée en plus le résultat de la simulation de décroissance directe dans le cas de deux phonons quadrupolaires harmoniques (figure (4.22)) tirée de l'article [71]. La position des pics calculés avec la simulation est remarquablement en accord avec l'expérience mais l'intensité relative des pics n'est pas bien reproduite. On retrouve les résultats de l'expérience précédente [70] lorsque l'on se place à grand angle, au-dessus de 2.5 degrés. Nous ne possédons pas de calcul des distributions angulaires associées aux différents moments angulaires dans cette région en énergie d'excitation. Si les distributions angulaires ont la même allure que celles de la figure (4.1), on voit qu'un angle supérieur à 2.5 degrés permet de s'affranchir de la RGD. Mais un double phonon dipolaire possède un moment angulaire total égal à 0 ou 2, sa distribution angulaire ressemble donc beaucoup à celle d'un état à deux phonons quadrupolaires. De plus, l'état à deux phonons construit avec la RGD est beaucoup moins excité aux énergies considérées que la RGD elle-même dans notre expérience. En effet, il est excité par le champ Coulombien à longue portée. Sa section efficace provient donc d'une intégrale sur une large gamme de paramètres d'impact d'une probabilité d'excitation qui est très faible. Or cette probabilité devient encore bien plus faible pour l'état à deux phonons. Sa section efficace d'excitation sera donc excessivement faible. Hormis le double phonon RGD, d'autres états à deux phonons peuvent être excités, comme un état constitué de la RGM et de la RGD superposées par exemple, qui aurait un moment angulaire total égal à  $1^-$ . Ces observations laissent penser que d'autres modes que l'état à deux phonons quadrupolaires sont excités dans cette région.

#### **f) Conclusions sur l'état à deux phonons**

La décroissance directe observée dans les spectres en énergie manquante construits pour des événements de multiplicité deux protons détectés aux angles arrière signe clairement la présence d'états à deux phonons. Les caractéristiques de cette décroissance directe ne coïncident cependant pas avec l'image simple d'un état à deux phonons harmoniques indépendants quadrupolaires. Si d'autres modes collectifs que la RGQ sont bel et bien présents aux énergies comprises entre 18 et 30 MeV, on peut s'attendre à ce que d'autres modes collectifs soient présents dans la région en énergie d'excitation de l'état à deux phonons quadrupolaires. Les calculs théoriques montrent que la section efficace est dominée par le double phonon quadrupolaire. Il montre aussi la présence de nombreux autres états multiphonons, ce qui est corroboré par les variations des spectres en énergie manquante en fonction de l'angle de l'éjectile. Si ces modes décroissent directe-

ment également, ils perturbent nos mesures sur la décroissance de l'état à deux phonons quadrupolaires. La comparaison avec la théorie est limitée par le fait que l'on ne dispose pas de distributions angulaires théoriques dans la région des états à deux phonons. Pour mieux expliquer nos observations, des études complémentaires sont nécessaires, notamment l'étude de la structure des noyaux impliqués dans la cascade, le  $^{39}\text{K}$ . En effet les propriétés de leur RGQ, et notamment de décroissance par protons, ne sont pas connues.

#### 4.3.5 Etude de la région en énergie d'excitation de l'état à 3 phonons

##### a) Spectres en énergie manquante à trois protons pour les événements de multiplicité 3 protons pour $42 \leq E^* \leq 55 \text{ MeV}$

Le spectre en énergie manquante à trois protons est présenté sur la figure 4.30. L'énergie manquante à trois protons s'exprime comme :

$$E_{manq} = E^* - E_{p1}^{CM} - E_{p2}^{CM} - E_{p3}^{CM} \quad (4.4)$$

où  $E_{pi}^{CM}$  est l'énergie cinétique des protons dans le référentiel de la cible émettrice.

La décroissance statistique est calculée avec les spectres finals du  $^{37}\text{Cl}$  fournis par CASCADE pour chaque énergie d'excitation. Les niveaux du  $^{37}\text{Cl}$  sont convolués par une gaussienne de largeur la résolution expérimentale en énergie manquante à trois protons qui est de 1.2 MeV.

En nous basant sur un calcul RPA effectué pour la réaction  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  à 33 A.MeV, nous négligeons les contributions des autres modes collectifs que la triple RGQ. Les moments angulaires possibles pour un état à trois phonons quadrupolaires sont 0, 2, 3, 4 et 6. La décroissance statistique est calculée en sommant les contributions de ces 5 spins avec des poids égaux. Comme on le voit sur la figure (4.31), les formes des décroissances statistiques associées à chaque moment angulaire total possible ne sont pas très différentes, contrairement au cas de l'état à deux phonons. La normalisation du spectre statistique obtenu est donc quasiment indépendante de ce choix.

Dans les spectres construits avec des événements de multiplicité égale à trois protons, les protons détectés dans toutes les directions sont pris en compte. Nous avons vu au chapitre précédent que des mécanismes de réaction autres que la diffusion inélastique sont présents dans les événements de multiplicité trois protons. Cependant, les distributions angulaires correspondant à ces événements en fonction de l'énergie d'excitation montrent que ces mécanismes deviennent plus importants au-delà de 55 MeV, et surtout ils alimentent majoritairement l'état fondamental du  $^{37}\text{Cl}$ . Ils sont beaucoup plus faibles lorsque les distributions angulaires sont conditionnés par le premier état excité.

La comparaison du spectre statistique avec les données est présentée sur la figure (4.30), il est normalisé au maximum compatible avec l'expérience. On observe une grande composante de décroissance directe sur le premier état excité à 1.7 MeV et les états suivant autour de 3 MeV, très peu vers l'état fondamental du  $^{37}\text{Cl}$ . Le taux de décroissance

TAB. 4.9: Nombre de coups contenus dans l'état fondamental, les états autour de 2.2 MeV et les états autour de 4 MeV de l' $^{38}\text{Ar}$ .

intervalle angulaire (degrés)	état fondamental $13.3 \leq E_{manq} \leq 15.9 \text{ MeV}$	états excités $16.2 \leq E_{manq} \leq 17.7 \text{ MeV}$	états excités $17.7 \leq E_{manq} \leq 21.0 \text{ MeV}$
$0.5 \leq \theta_{lab} \leq 1.$	339	366	1264
$1. \leq \theta_{lab} \leq 1.5$	547	515	1648
$1.5 \leq \theta_{lab} \leq 2.$	471	527	1252
$2. \leq \theta_{lab} \leq 2.5$	176	180	525
$\theta_{lab} \geq 2.5$	52	55	143

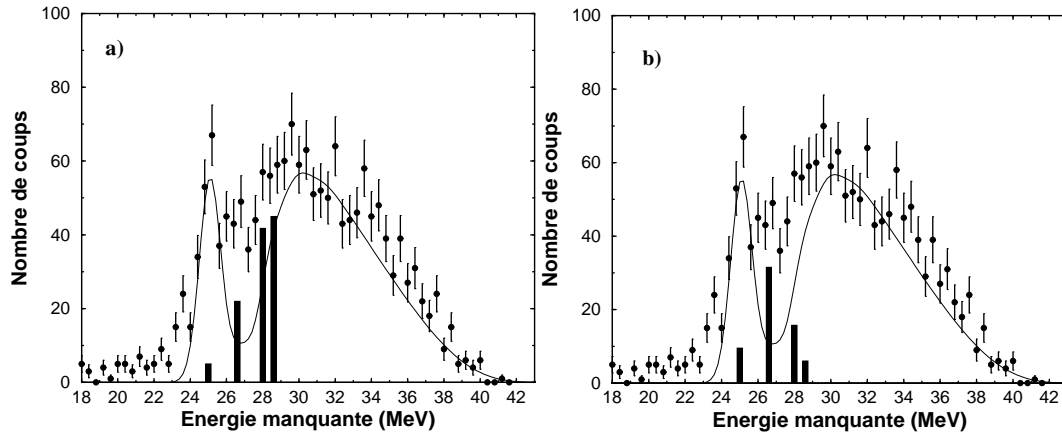


FIG. 4.30: Spectres en énergie manquante à 3 protons, ou spectre des états finals du  $^{37}\text{Cl}$ . Les protons ont une énergie cinétique supérieure à 4 MeV. La condensation des spectres est de 400 keV/canal. L'énergie d'excitation est comprise entre 42 et 55 MeV. Figure a) : la simulation de décroissance directe est effectuée en supposant des poids égaux entre les états alimentés. Figure b) : la simulation de décroissance directe est effectuée en supposant des probabilités différentes d'alimentation des états. Cf. tableau 4.10

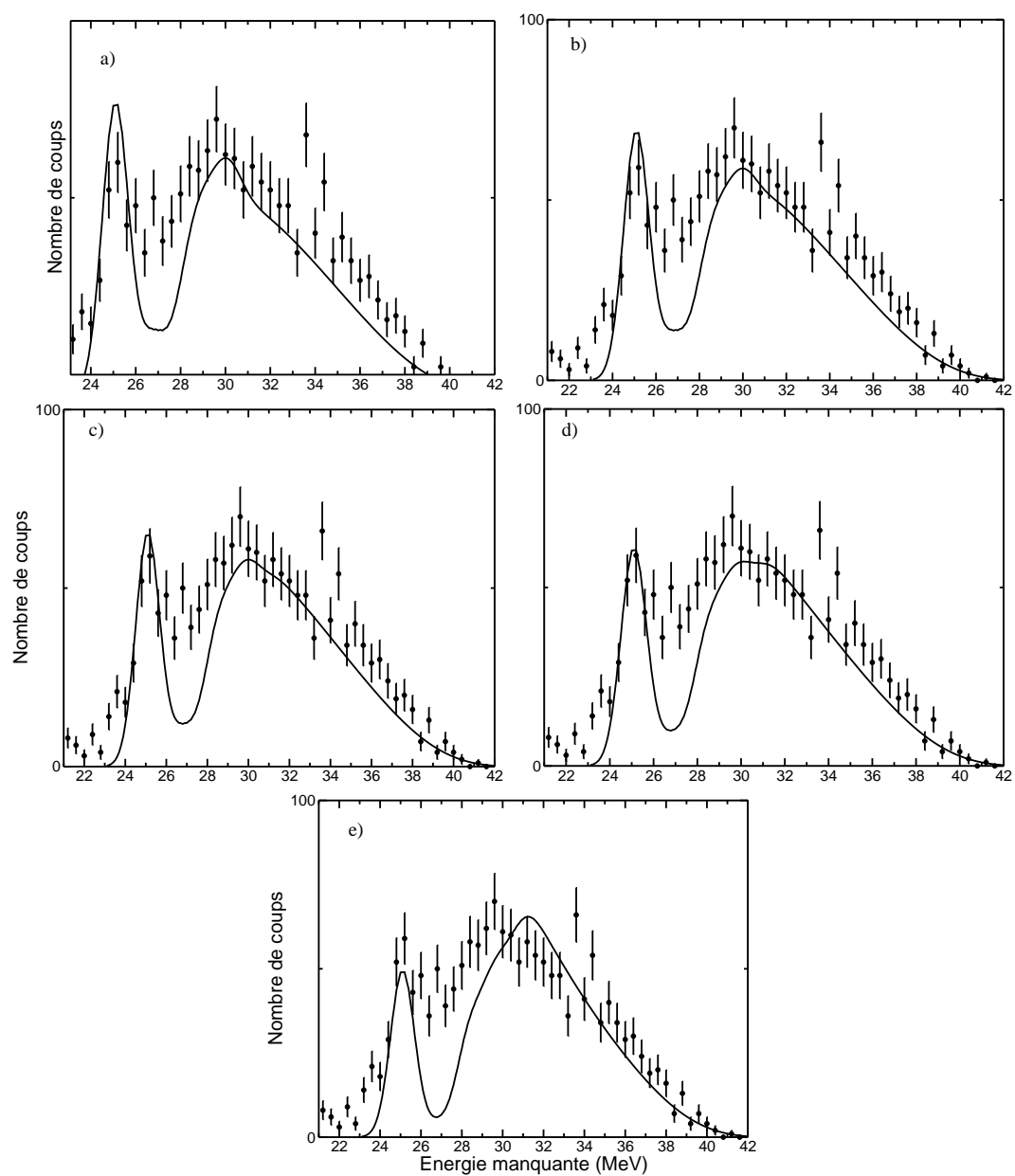


FIG. 4.31: Spectres en énergie manquante à trois protons construits pour une énergie d'excitation comprise entre 42 et 55 MeV. La contribution statistique de chaque spectre est calculée avec un spin différent. Spectre a) :  $J = 0$ , spectre b) :  $J = 2$ , spectre c) :  $J = 3$ , spectre d) :  $J = 4$ , spectre e) :  $J = 6$ .

directe mesuré dans l'intervalle en énergie d'excitation de 42 à 55 MeV,  $27.6 \pm 15 \%$ , est beaucoup plus élevé que ce que l'on attend pour une état à trois phonons quadrupolaires qui décroît trois fois directement, pour une RGQ de branche directe 30 % ( $2.7\% = 30\% \times 30\% \times 30\%$ ). Si l'on prend en compte les cas où deux protons sur trois décroissent directement ( $6.3\% = 30\% \times 30\% \times 70\%$ ) et le cas où un seul phonon sur les trois décroît directement ( $21\% = 30\% \times 70\% \times 100\%$ ), et si l'on suppose que la décroissance statistique normalisée au maximum ne recouvre pas du tout les protons issus de ces décroissances, alors la branche de décroissance directe à mesurer est de 30 %. L'idéal serait de mettre en place une simulation regroupant décroissance directe et statistique couplées pour étudier la forme des spectres associés à ces possibilités. De plus, comme dans le cas des états à deux phonons, il se peut que d'autres modes collectifs soient présents dans cette région en énergie, comme le prédit le calcul théorique harmonique [23]. La décroissance se répartit sur les états du  $^{37}\text{Cl}$  tel que l'état fondamental est alimenté par  $25.5 \pm 14\%$ , le premier état excité par  $65.4 \pm 14.3\%$ , les états compris entre 27.6 et 30.4 MeV d'énergie manquante par  $28.4 \pm 12\%$  et la partie haute énergie manquante du spectre par  $15.3 \pm 15.1\%$  c'est-à-dire compatible avec aucune décroissance directe.

Là encore, essayons de reproduire cette décroissance directe avec la simulation. Nous gardons les hypothèses faites sur les modes collectifs présents dans le  $^{40}\text{Ca}$  dans la région des RG et des états à deux phonons (cf. figure (4.23)) et les étendons à la décroissance de l'état à trois phonons quadrupolaires (voir figure (4.32)). Nous prenons donc en compte également un état à trois phonons quadrupolaires sur un état excité de basse énergie du  $^{40}\text{Ca}$ . Il reste maintenant à déterminer les poids à affecter aux états des différents noyaux tout au long de la décroissance. Le premier essai, dont le résultat est présenté sur la figure (4.30) a), est une simulation où tous les états alimentés sont équiprobables dans chaque noyau fils, conformément à ce que l'on s'attendait à mesurer si les trois RGQ superposées décroissaient comme la RGQ seule. On voit que l'expérience n'est pas en accord avec cette hypothèse, comme dans la région de l'état à deux phonons quadrupolaires. Les deux états situés à 4 MeV sont suralimentés comparés au premier état excité. Par contre le fait que l'état fondamental soit très peu alimenté s'explique bien par le principe de Brink-Axel, comme on l'a déjà mentionné plus haut. Comme une RG construite sur un état excité ne peut pas décroître vers l'état fondamental du noyau fils, et qu'au fur et à mesure de l'augmentation du nombre de phonons le nombre d'états excités alimentés augmente, l'état fondamental du noyau final est de plus en plus défavorisé.

Nous reprenons finalement les hypothèses faites sur la décroissance directe de l'état à deux phonons quadrupolaires (cf. figure (4.23)) et les étendons à la décroissance de l'état à trois phonons quadrupolaires (voir figure (4.32)). Il reste maintenant à déterminer les poids à affecter aux états dans le  $^{37}\text{Cl}$  inclus dans la simulation conformément aux observations expérimentales. Les poids associés aux états du  $^{37}\text{Cl}$  utilisés pour simuler la troisième décroissance sont présentées dans le tableau (4.10). En ajustant les poids des états alimentés, on reproduit l'intensité relative des pics de décroissance directe expé-

mentaux, comme on peut le voir sur le spectre b) de la figure (4.30). Pour tester un peu plus la simulation, il faut la comparer au spectre en énergie manquante construite avec un seul des trois protons de l'événement, qui apporte une information différente en mettant en évidence les états intermédiaires alimentés dans les noyaux de  $^{39}\text{K}$  et de  $^{38}\text{Ar}$ .

#### b) Spectres en énergie manquante à un proton pour des événements de multiplicité trois protons

TAB. 4.10: Tableau résumant les poids statistiques attribués aux niveaux alimentés par décroissance directe dans le  $^{37}\text{Cl}$  en fonction des RG excitées dans le  $^{38}\text{Ar}$ . La première colonne contient les énergies des pics de la RGQ considérée et de l'état constitué de la RGQ superposée à un état de basse énergie. La colonne suivante contient les largeurs affectées aux pics des multiphonons considérés. Dans la colonne suivante, leur importance relative est présentée. Dans les colonnes suivantes sont présentés les poids avec lesquels les états du  $^{37}\text{Cl}$  sont alimentés par chaque pic des états multiphonons considérés.

E(RG) (MeV)	$\Gamma(\text{RG})$ (MeV)	Poids(RG)	Poids (0 MeV)	Poids(1.7 MeV)	Poids(3.1 MeV)	Poids(3.6 MeV)
14	3	0.3	0.4	0.4	0.15	0.05
17.5	3	0.5	0.4	0.4	0.15	0.05
20.8	3	0.1	0.	0.	0.5	0.5
24.3	3	0.1	0.	0.	0.5	0.5

Le spectre (4.33) est un spectre en énergie manquante à un proton pour les mêmes événements que dans le spectre 4.30, extrait pour une énergie comprise entre 42 et 55 MeV. Le seuil en énergie cinétique des protons est de 4 MeV. La décroissance statistique est évaluée de la même façon et est normalisée avec le même facteur que sur le spectre 4.30. Elle est calculée avec les spectres des protons émis du  $^{40}\text{Ca}$ , du  $^{39}\text{K}$  et de l' $^{38}\text{Ar}$ . On impose la multiplicité trois protons en empêchant les deux premiers noyaux de décroître vers des niveaux excités au-dessous du seuil d'émission proton des noyaux fils. Cette méthode est valable dans les régions en énergie d'excitation où la multiplicité trois protons des événements est la plus probable.

Comparons la décroissance directe expérimentale à la simulation précédente. Les résultats de la simulation sont présentés sur la figure (4.33). Il faut s'intéresser à la fois à la position des pics de décroissance directe et à leur intensité relative. En particulier pour des petits intervalles en énergie d'excitation, il est important de prendre en compte la largeur des RG dans la simulation de décroissance directe. En effet si les RG ne sont pas convoluées par une largeur, on n'observe plus de décroissance directe dès que l'intervalle en énergie considéré n'encadre pas l'énergie du centroïde des RG. La ligne tiretée représente le résultat après convolution. La somme de la décroissance statistique et de la

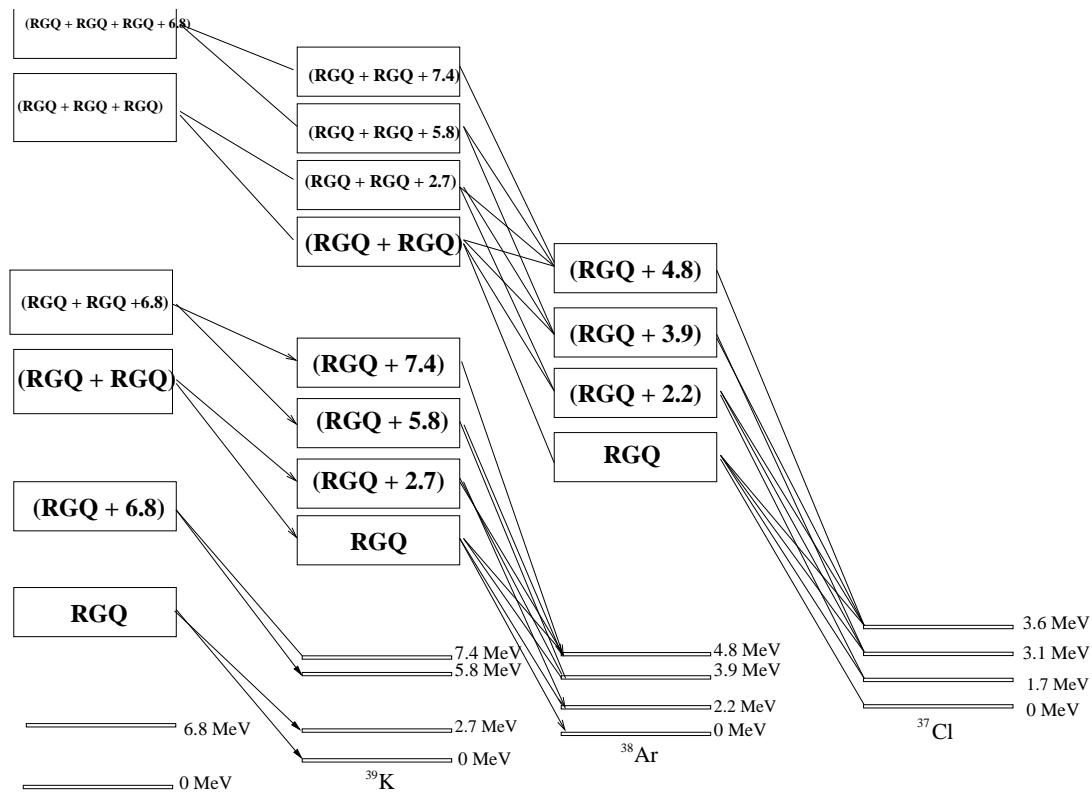


FIG. 4.32: Décroissance directe pour un état à trois phonons où l'on a repris les hypothèses faites précédemment sur les états à un et deux phonons formés avec la RGQ.

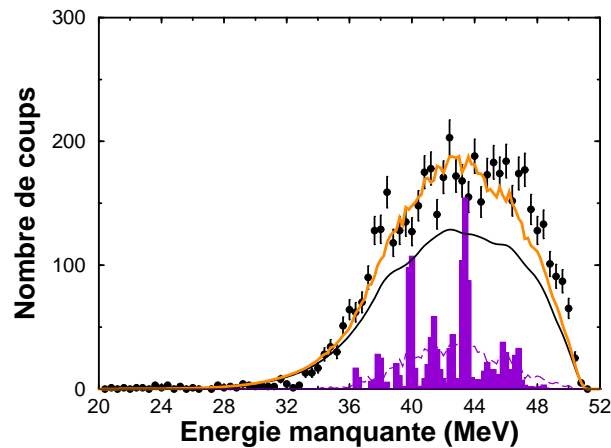


FIG. 4.33: Spectre en énergie manquante à 1 proton, pour des événements où trois protons seulement sont détectés. Les protons ont une énergie cinétique supérieure à 4 MeV. La condensation du spectre est de 400 keV/canal. Le spectre expérimental est comparé au résultat du calcul de la décroissance statistique détaillé dans le texte. Les barres noires sont le résultats de la simulation de décroissance directe dont les hypothèses sont présentées dans le tableau (4.10). La ligne tiretée représente ce même résultat lorsque la largeur des pics des RG est prise en compte. Le trait plein qui se superpose partiellement aux points expérimentaux est la somme de ce résultat de décroissance directe et de la décroissance statistique calculée avec CASCADE.



simulation de décroissance directe convoluée est représentée par le trait noir au-dessus de la décroissance statistique. L'accord avec l'expérience est satisfaisant.

**c) Spectres en énergie manquante à un proton pour des événements de multiplicité trois protons par tranches de 4 MeV en énergie d'excitation**

L'étude d'une région en énergie d'excitation par petites tranches permet de localiser la décroissance directe mesurée dans le spectre global. L'intervalle en énergie choisi ici, entre 37 et 65 MeV, est celui où la multiplicité de protons privilégiée est égale à trois. En outre, il englobe la région de l'état à trois phonons quadrupolaires. La série de spectres en énergie manquante à un proton pour les événements de multiplicité trois protons, est présentée pour des tranches de 4 MeV en énergie d'excitation sur la figure (4.34). On observe une grande branche de décroissance directe entre 41 et 45 MeV d'énergie d'excitation qui est beaucoup plus importante que sur les spectres voisins.

Ce surcroît de décroissance directe dans le spectre extrait pour une énergie d'excitation comprise entre 41 et 45 MeV est compatible avec la présence de force provenant d'un état à trois phonons. A cette énergie il pourrait s'agir du triple pic à 14 MeV de la RGQ ou même du début d'un double pic à 14 associé à un pic à 17.5 MeV. Cependant, comme nous l'avons expliqué au paragraphe précédent, le calcul de la décroissance statistique est valable lorsque dans la région en énergie d'excitation considérée les événements de multiplicité égale à trois protons domine. Or l'intervalle 41-45 MeV se situe à la limite de la validité. Pour vérifier que le surcroît de décroissance directe observé n'est pas dû à un mauvais calcul de la décroissance statistique, nous étudions également cette région en énergie d'excitation avec les spectres finals du  $^{37}\text{Cl}$ , dans lesquels la multiplicité trois est imposée naturellement.

**d) Spectres en énergie manquante à trois protons par tranches d'énergie d'excitation de 4 MeV**

Sur la figure (4.35), se trouvent des spectres en énergie manquante à trois protons, construits pour des intervalles en énergie d'excitation de 4 MeV, entre 42 et 65 MeV. Le but est d'observer l'évolution de la décroissance directe en fonction de la région en énergie, car elle reflète la force des modes présents. La décroissance statistique présentée ici est le résultat de la moyenne des contributions des différents  $J=0, 2, 3, 4$  et  $6$ . Sur les trois premiers spectres, entre 42 et 53 MeV, on observe une grande proportion de décroissance directe, qui alimente essentiellement l'état fondamental du  $^{37}\text{Cl}$ , et les premiers états excités jusqu'à 4.5 MeV au-dessus de l'état fondamental. Sur les deux spectres suivants, la décroissance statistique semble bien reproduire les spectres. Cette région en énergie coïncide à peu près avec la région attendue pour l'état à trois phonons quadrupolaires et confirme la décroissance directe déjà observée au paragraphe précédent. Même si nous ne pouvons pas l'affirmer, il y a une forte probabilité pour que l'état à trois phonons observé

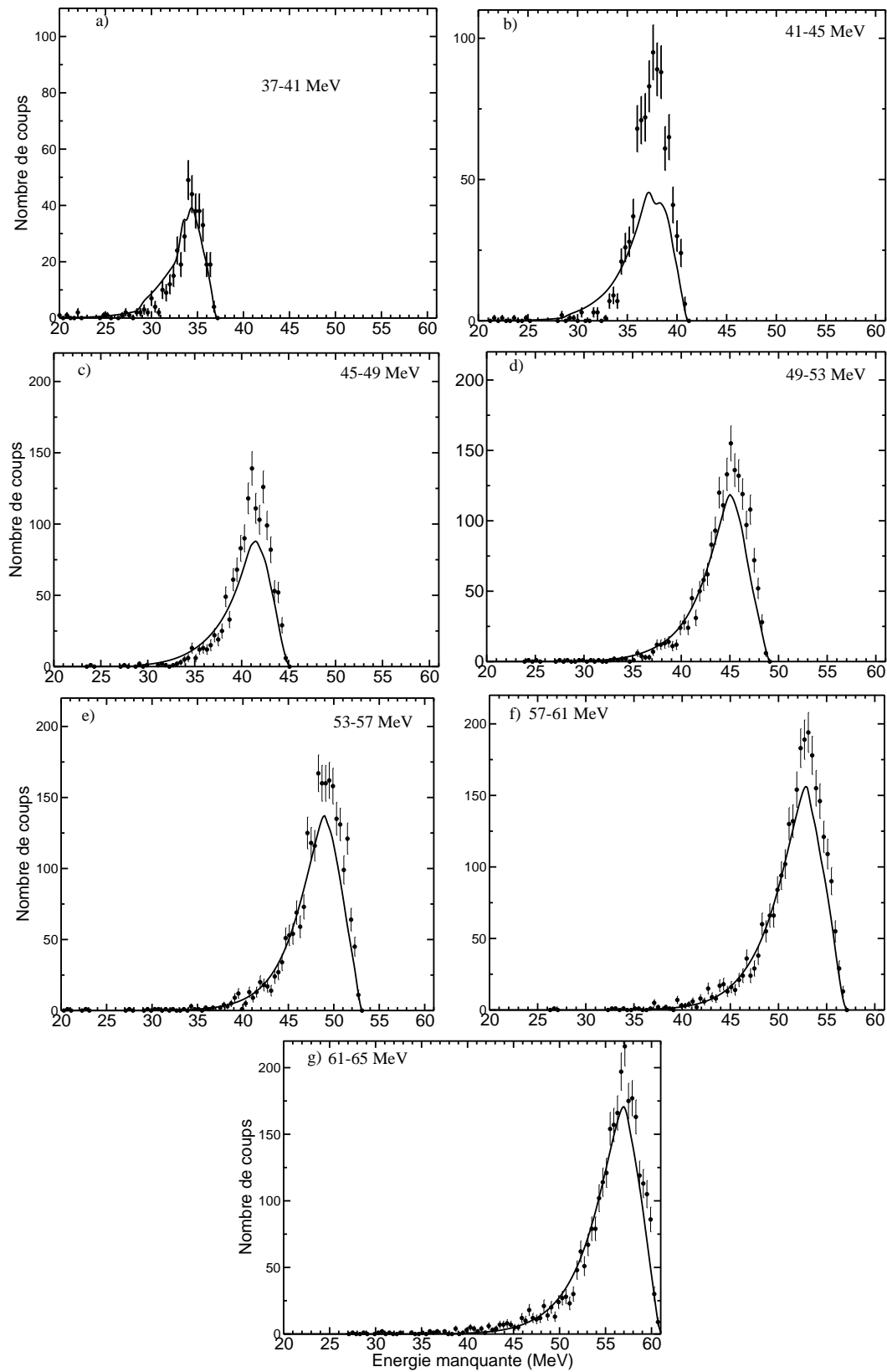


FIG. 4.34: Spectres en énergie manquante à un proton construits avec des événements de multiplicité 3 protons. L'énergie manquante est écrite une fois pour chaque proton. Les protons ont une énergie supérieure à 4 MeV. Les intervalles en énergie d'excitation choisis pour chaque spectre sont : Spectre a) : 37 à 41 MeV, spectre b) : 41 à 45 MeV, spectre c) : 45 à 49 MeV, spectre d) : 49 à 53 MeV, spectre e) : 53 à 57 MeV, spectre f) : 57 à 61 MeV, spectre g) : 61 à 65 MeV.

ici soit l'état à trois phonons quadrupolaires. Dans ce cas, il est situé un peu plus bas en énergie que dans le cas de trois phonons harmonique, ce qui est en accord avec les calculs théoriques présentés au chapitre suivant. Dans le dernier spectre, construit pour la région en énergie d'excitation comprise entre 61 et 65 MeV, une branche de décroissance directe s'ouvre à 18 MeV au-dessus de l'état fondamental. Cela pourrait être la partie basse énergie d'un état à quatre phonons car il est situé à une énergie qui correspond à une RGQ construite sur l'état fondamental de l'état à trois phonons. Cependant nous ne pouvons rien affirmer car nous avons vu qu'à ces énergies d'excitations, il existe des mécanismes de réaction impliquant trois protons et que leur importance est comparable dans le spectre inélastique à celle des états multiphonons.

#### e) Conclusions sur la région en énergie des états à 3 phonons

Des états à trois phonons ont été mis en évidence par leur décroissance directe à trois protons. La complexité des hypothèses mises en oeuvre pour reproduire la décroissance directe expérimentale montre que la simulation simple de trois phonons quadrupolaires indépendants ne convient pas. Cette différence peut provenir de la présence d'autres états multiphonons excités dans la réaction, construits ou non avec la RGQ. Les calculs récents d'anharmonicités des modes collectifs dans le  $^{40}\text{Ca}$  [114] montrent de forts couplages entre phonons, notamment avec la RGM. Les distributions angulaires de l'éjectile dans les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires ne nous permettent malheureusement pas d'identifier les moments angulaires des modes collectifs que nous observons. La seconde possibilité est d'invoquer des effets dus à la structure des noyaux impliqués dans la décroissance par protons, le  $^{39}\text{K}$ , l' $^{38}\text{Ar}$ . Les RGQ de ces noyaux sont supposées décroître de façon identique à la RGQ dans le  $^{40}\text{Ca}$ , mais aucune information expérimentale ne vérifie ces suppositions fortes jusqu'ici. Il serait donc intéressant d'étudier les RG dans ces noyaux. D'autant plus que la résonance géante quadrupolaire dans le  $^{40}\text{Ca}$  est complexe, les calculs théoriques peinent à reproduire son dédoublement, il faut utiliser des modèles plus complexes que la RPA [31]. Enfin la dernière explication est que le double et le triple phonon quadrupolaires ne seraient pas harmoniques. Dans ce cas les RGQ construites sur d'autres RGQ ne décroissent pas comme si elles étaient construites sur l'état fondamental. Ceci peut provenir de couplages entre les excitations particules-trous qui les composent, dont le principe de Pauli, non inclus dans le modèle harmonique, fait partie. Pour étudier plus en détail cette éventualité, une comparaison avec les prédictions théoriques de la RPA et des calculs de RPA étendue serait intéressante.

## 4.4 Spectres en énergie d'excitation en coïncidence avec les protons

Dans un spectre en énergie d'excitation en coïncidence avec les protons émis aux angles arrière, seules les excitations de la cible sont sélectionnées. C'est une méthode

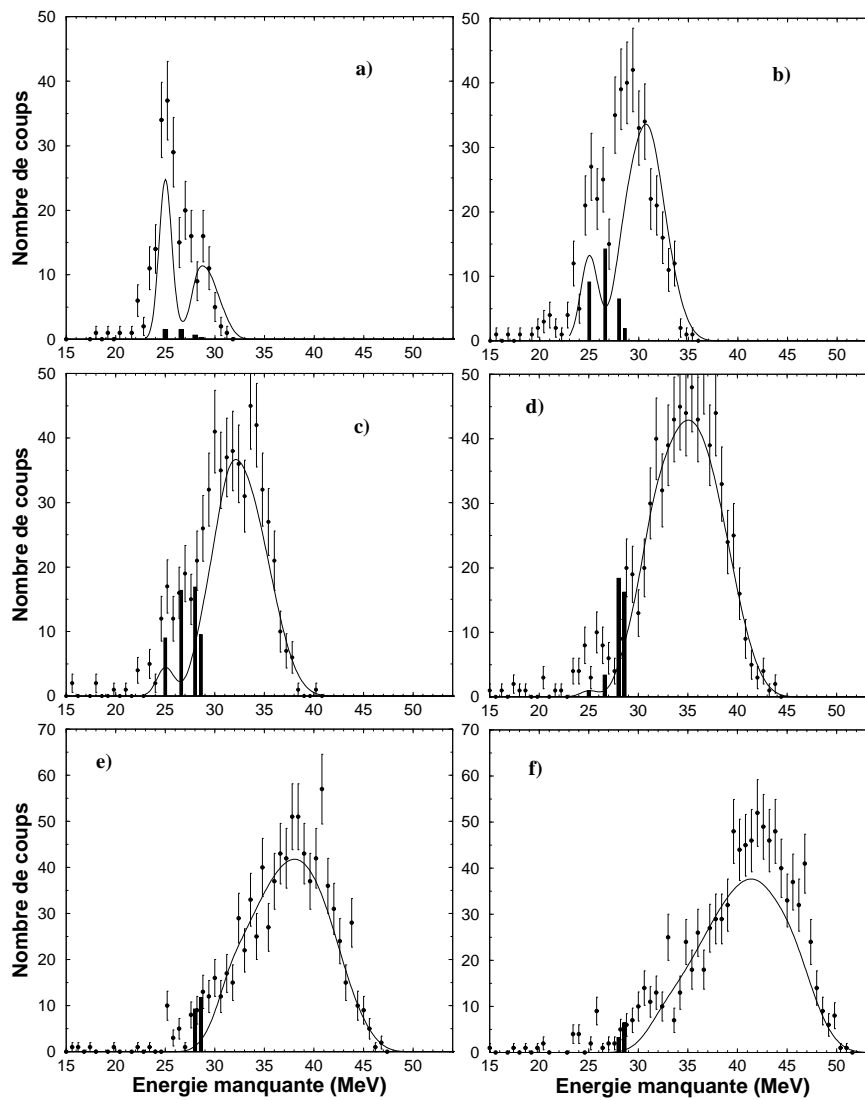


FIG. 4.35: Spectre en énergie manquante à trois protons pour des intervalles de 4 MeV en énergie d'excitation, entre 42 à 65 MeV. La contribution statistique est indiquée sur chaque spectre par le trait plein et normalisée au maximum compatible avec les données. Le résultat de la simulation de décroissance directe est indiqué sur chaque spectre (barres verticales). Spectre a) : 42 à 45 MeV, spectre b) : 45 à 49 MeV, spectre c) : 49 à 53 MeV, spectre d) : 53 à 57 MeV, spectre e) : 57 à 61 MeV, spectre f) : 61 à 65 MeV.

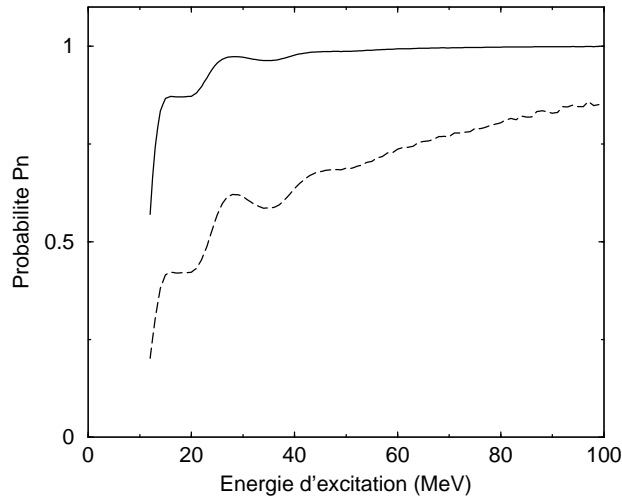


FIG. 4.36: Courbe en trait tireté : fonction de correction de multiplicité en fonction de l'énergie d'excitation pour un angle solide couvert de 45 %. Courbe en trait plein : idem pour un angle solide de 90 %, lorsque seuls les détecteurs couvrant l'hémisphère arrière sont pris en compte. Dans les deux cas, les protons possèdent une énergie cinétique supérieure à 4 MeV.

privé pour extraire une section efficace d'excitation pour la région des états à deux phonons et celle des états à trois phonons. Cependant il paraît difficile de mesurer une section efficace pour un état multiphonon particulier dans la mesure où nous ne pouvons pas identifier les différents modes avec certitude. Une correction du spectre expérimental est nécessaire pour obtenir un spectre réaliste, il s'agit de la correction de multiplicité.

#### 4.4.1 Correction de multiplicité

Cette correction tient compte du fait que le dispositif expérimental ne couvre pas  $4\pi$ . En effet même en prenant en compte tous les détecteurs d'INDRA, l'angle solide couvert est de 89%. La correction dans ce cas est très légère. Il s'agit de diviser le spectre expérimental par la probabilité de détecter au moins une des  $n$  particules chargées émises,  $P_n$ . Elle s'exprime en fonction de l'angle solide recouvert par les détecteurs de particules chargées comme ci-après :

$$P_n = 1 - (1 - \Omega/(4\pi))^n \quad (4.5)$$

avec  $n$  nombre total de particules chargées émises et  $\Omega$  est l'angle solide couvert par les détecteurs. La correction correspondant à l'angle solide couvert dans le cas où seuls la moitié des détecteurs est prise en compte (les détecteurs à l'arrière entre 90 et 270 degrés par rapport à la direction du faisceau) est présentée sur la figure (4.36).

La correction dans le second cas est plus faible que la correction appliquée sur les spectres lors des expériences précédentes (spectre a)). En effet l'angle solide couvert lors de la première expérience  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  à 50 A.MeV était de 3 % seulement de l'angle solide totale. Dans ce cas on peut considérer que la fonction de correction est égale à la fonc-

tion de multiplicité brute, sortant d'un code d'émission statistique comme CASCADE ou LILITA. Grâce au grand angle solide couvert par INDRA, l'effet de la correction sera moindre.

L'avantage d'utiliser un plus grand nombre de détecteurs est de diminuer l'influence de la correction de multiplicité sur le spectre. L'inconvénient est qu'aux angles avant se trouvent tous événements dus aux mécanismes de réaction déjà cités, ce qui empêche d'affecter avec certitude les structures observées à des excitations de la cible.

#### 4.4.2 Spectre en énergie d'excitation en coïncidence avec les protons détectés à l'arrière

Sur la figure (4.37) est présenté un spectre en énergie d'excitation en coïncidence avec les protons détectés dans les détecteurs situés à l'arrière. Il n'y a pas de conditions sur la multiplicité des événements. L'angle de l'éjectile dans le référentiel du laboratoire est supérieur à 1.7 degrés pour privilégier les excitations quadrupolaires. Les protons ont une énergie cinétique supérieure à 4 MeV. On peut apercevoir des ruptures de pentes entre 28 et 50 MeV sur le spectre non corrigé de la multiplicité, mais elles ne sont pas assez nettes pour permettre de les attribuer aux seuils d'émission de protons ou aux états multiphonons. Une fois le spectre corrigé de la multiplicité, des structures apparaissent nettement et un fond est soustrait pour évaluer la position et la largeur de chacune plus facilement.

Les spectres après soustraction de deux fonds arbitraires sont présentés sur les spectres d) et e) de la figure (4.37). Le centroïde de la structure mise en évidence est situé à environ 34 MeV sur les deux spectres extraits. Cette énergie est compatible avec celle que l'on attend pour un état à deux phonons quadrupolaires. Nous savons que cette structure est composée de plusieurs sous-structures qui se ne sont pas bien séparées en énergie, provenant des différents pics de la RGQ. Il est difficile d'extraire sa largeur car elle se prolonge au-delà de la région de l'état à deux phonons. En effet on observe des structures entre 40 et 60 MeV compatibles avec l'énergie attendue d'un état à trois phonons quadrupolaires.

Il est important de noter que la soustraction d'un fond arbitraire n'est utilisée que pour mettre en évidence la présence de ces structures compatibles avec des états multiphonons. En effet, selon la discussion menée dans la référence de Andres et al. [73], les sections efficaces des états multiphonons calculées théoriquement sont directement comparables avec les sections efficaces expérimentales de ces états mesurées en coïncidence avec les particules émises aux angles arrière sans soustraction de fond.

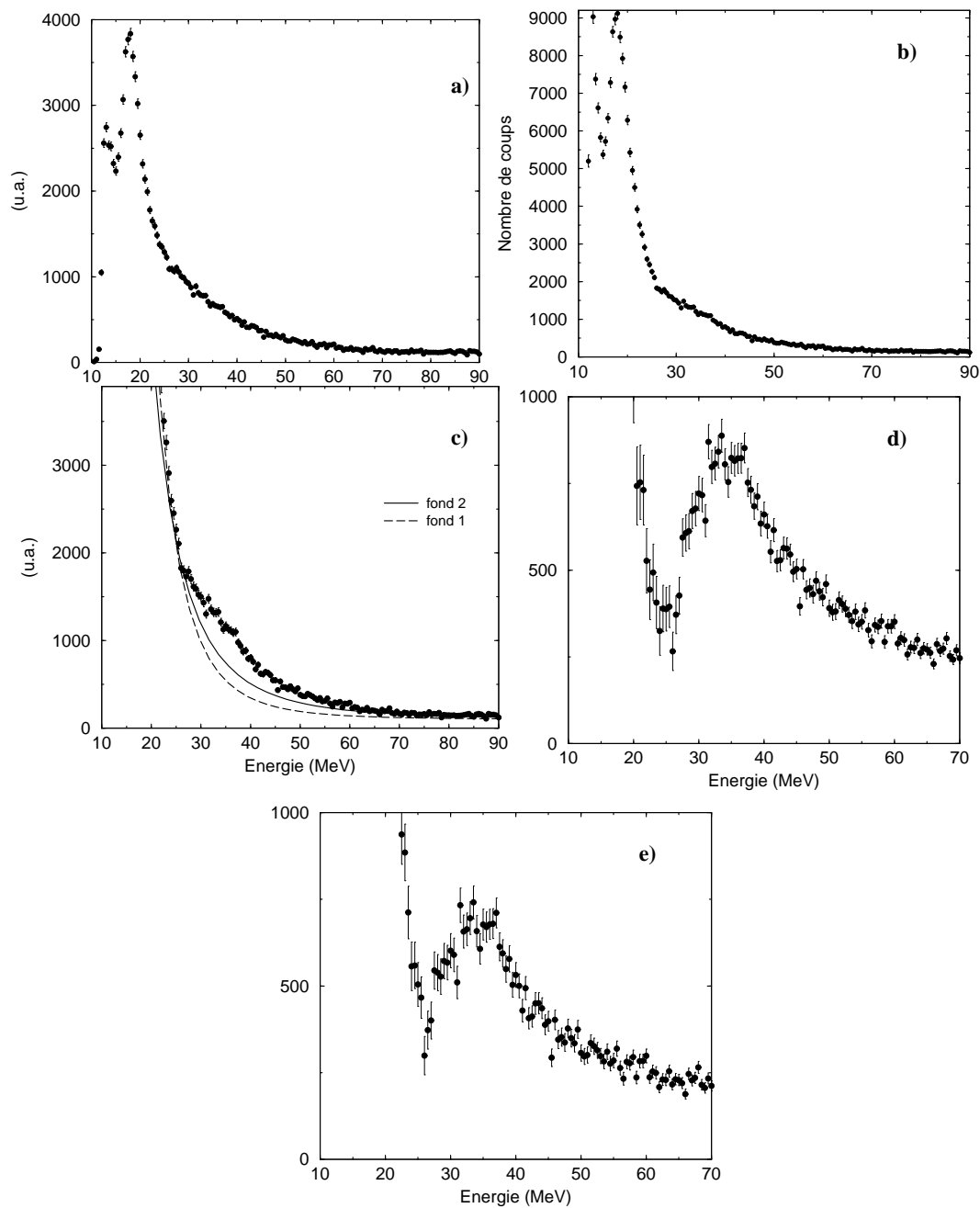


FIG. 4.37: Spectre a) : spectre en énergie d'excitation en coïncidence avec les protons détectés à l'arrière pour des événements de toute multiplicité. La condensation du spectre est de 500 keV/canal. L'énergie des protons est supérieure à 4 MeV, et l'angle de l'éjectile dans le référentiel du laboratoire est supérieur à 1.7 degré. Spectre b) : spectre a) corrigé de la multiplicité. Spectre c) : spectre b) sur lequel deux fonds arbitraires sont tracés. Spectre d) : spectre c) soustrait du fond 1. Spectre e) : spectre c) soustrait du fond 2.

## 4.5 Décroissance par alphas

### 4.5.1 Etude de la décroissance de la résonance géante quadrupolaire par particules alpha

Nous avons étudié également la décroissance de la RGQ par alphas. Dans les paragraphes qui suivent, nous mesurons le pourcentage de décroissance directe associé à la décroissance par émission d'alphas, puis nous discuterons ces résultats.

#### a) Choix de la densité de niveaux pour $^{36}\text{Ar}$

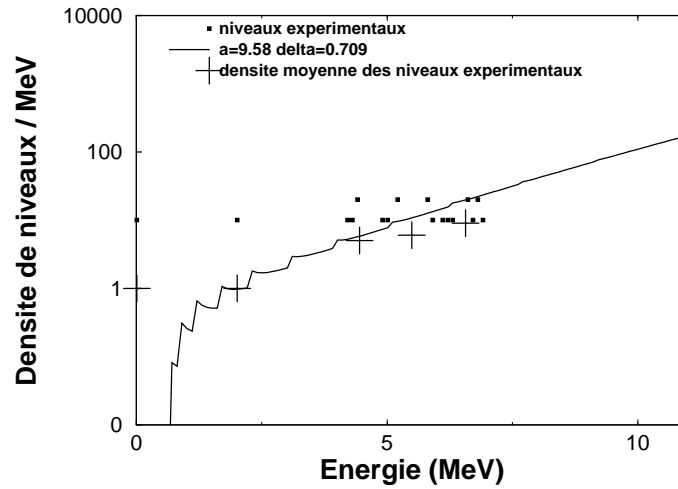


FIG. 4.38: Densité de niveaux par MeV de  $^{36}\text{Ar}$ . Les croix représentent les densités d'états moyennes par MeV associées aux états discrets expérimentaux. Le trait plein est la densité de Fermi "Back-shifted" calculée par CASCADE pour  $a = 9.58$  et  $\Delta = 0.709$ . Les carrés noirs représentent les niveaux expérimentaux entrés dans le programme jusqu'à 7.0 MeV. Les paramètres conseillés par Vonach et Hille  $a = 11.2$  et  $\Delta = 0.05$  ont été testés sur les spectres en énergie manquante. Les deux paramétrisations donnent les mêmes résultats.

La densité de niveaux de  $^{36}\text{Ar}$  a été ajustée grâce à ses états excités connus jusqu'à 7 MeV par la méthode déjà énoncée plus haut. Sur la figure 4.38 est présentée la densité de niveaux par MeV pour les paramètres choisis  $a = 9.58$  et  $\Delta = 0.709$  comparée à la densité obtenue avec les états de basse énergie expérimentaux de  $^{36}\text{Ar}$ .

#### b) Energie manquante de la RGQ lors de la décroissance par alphas

Le seuil d'émission alpha dans le  $^{40}\text{Ca}$  est 7.04 MeV. Un seuil de 4 MeV a été placé sur l'énergie cinétique des alphas. Nous avons construit un spectre en énergie manquante (figure (4.39)) pour une énergie d'excitation comprise entre 12 et 20 MeV. Les données expérimentales sont comparées au résultat du calcul de décroissance statistique normalisé tel qu'il ne dépasse jamais les données. Le spectre statistique a été obtenu par la seconde



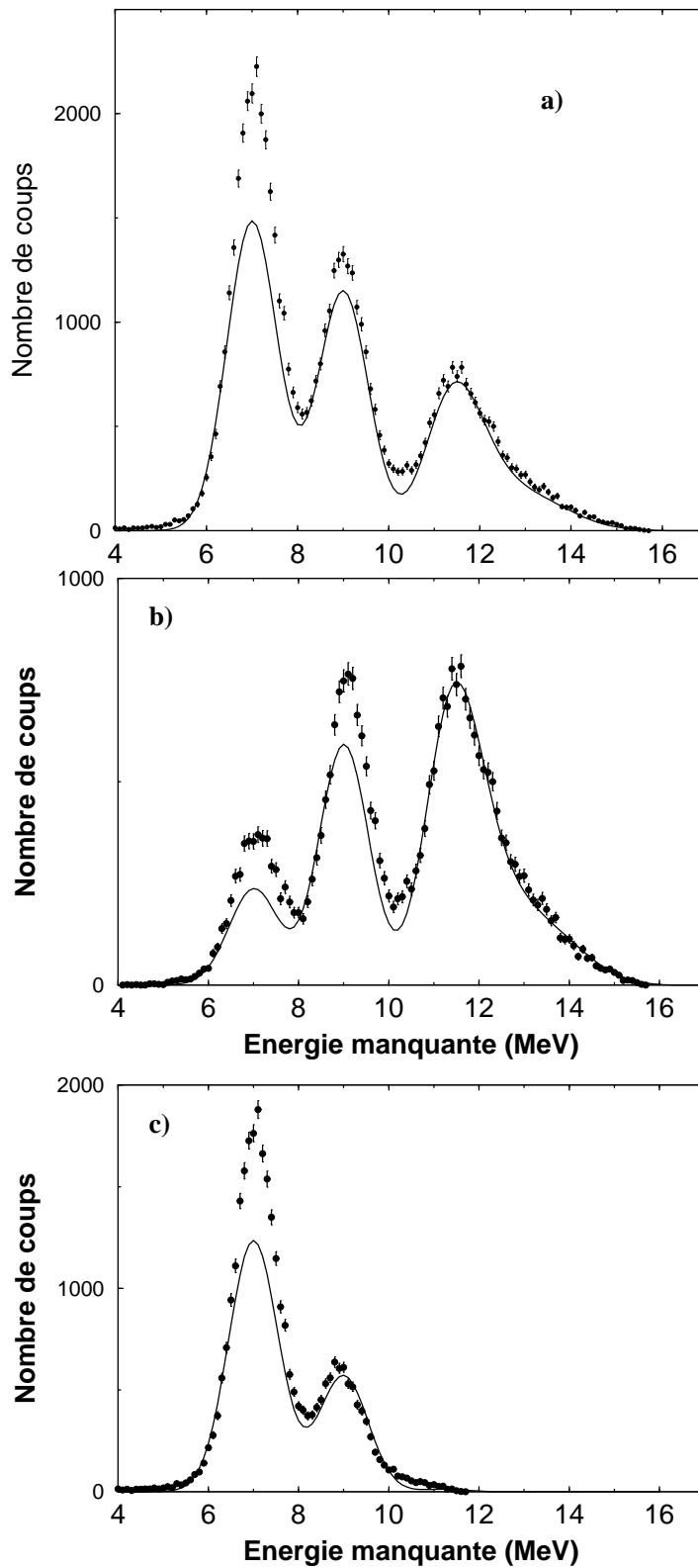


FIG. 4.39: Figure a) : Spectre en énergie manquante construit avec les alphas émis pour une énergie d'excitation comprise entre 12 et 20 MeV. Les alphas ont plus de 4 MeV d'énergie cinétique et sont détectés à l'arrière entre 110 et 260 degrés dans le référentiel du laboratoire. La condensation est de 100 keV par canal. Le trait plein est le résultat du calcul de la décroissance statistique. Figure b) : le spectre est construit dans les mêmes conditions mais pour une énergie d'excitation comprise entre 16 et 20 MeV. Figure c) : même chose pour une énergie d'excitation comprise entre 12 et 16 MeV.

méthode définie plus haut pour les protons, une gaussienne de largeur 1.1 MeV (la résolution expérimentale) a été utilisée pour convoluer les états discrets en sortie de CASCADE. La première observation est qu'une branche de décroissance directe est présente, mais un peu moins que celle observée pour les protons. En effet la part de décroissance directe est ici de  $(16.4 \pm 3.6) \%$ . La décroissance directe est plus importante vers l'état fondamental de  $^{36}\text{Ar}$  que le premier état excité. Malgré cela les caractéristiques de la décroissance directe de la RGQ par alphas ressemblent beaucoup à celles de la décroissance directe par protons. Ce sont l'état fondamental  $0^+$  et le premier état excité  $2^+$  à 1.97 MeV du noyau fils qui sont privilégiés. Sur la figure (4.39) b), l'énergie d'excitation est comprise entre 16 et 20 MeV. Ce spectre en énergie manquante montre qu'il y a une grande proportion de décroissance directe dans cette région  $((19.4 \pm 5.15) \%)$ . Le spectre en énergie manquante correspondant à la partie basse énergie de la RGQ (12-16 MeV) est présenté sur la figure (4.39) c). Le taux de décroissance directe mesuré sur ce spectre s'élève à  $(20.5 \pm 3.9) \%$ . La proportion de décroissance directe mesurée sur le spectre a) est un peu inférieure aux pourcentages mesurés sur les régions en énergie d'excitation plus restreinte, néanmoins la différence est compatible avec les barres d'erreurs et provient de la normalisation du spectre statistique au maximum compatible avec les données.

#### c) Discussion sur la décroissance directe par alphas de la RGQ

Récemment une étude de la région des résonances géantes a été réalisée par diffusion d'électrons au GSI et à Mainz (cf. [80, 81, 82]). Les auteurs n'observent pas de décroissance directe par alphas. Dans ce type d'expérience, la séparation entre la RGQ et la RGD située autour de 20 MeV d'énergie d'excitation n'est pas aisée. Cependant seule la RGQ est autorisée par les règles de sélection de spin et de parité à décroître par alphas. Les auteurs des références [80, 81, 82] font la supposition que la décroissance directe par protons est identique à la décroissance par alphas et concluent que la décroissance directe par protons observée provient uniquement de la RGD. Il semble que cette supposition est invalidée par nos résultats expérimentaux. Sur le spectre b) de la figure (4.39), on observe une grande branche de décroissance directe précisément là où les auteurs de [80, 81, 82] n'en observent pas. Le taux de décroissance directe s'élève ici à  $(19.4 \pm 5.15)\%$  dans cet intervalle en énergie.

Dans les études précédentes concernant la décroissance par particules alphas de la RGQ dans le  $^{40}\text{Ca}$ , les taux de décroissance directe observés sont négligeables [84]. Ce désaccord peut provenir, en dehors de la sonde utilisée (diffusion d'alphas ou d'électrons), de la méthode de calcul de la décroissance statistique avec le code CASCADE. En effet, la différence essentielle entre notre méthode et la méthode décrite dans les références [84] et [80, 81, 82] concerne la normalisation des différents calculs CASCADE effectués à des énergies d'excitation différentes. Nous utilisons pour pondérer les différents calculs le spectre expérimental en énergie d'excitation en coïncidence avec les particules émises

aux angles arrière après avoir normalisé entre eux les spectres de protons émis calculés par CASCADE. Une méthode plus proche de celle des auteurs de [84] et [80, 81, 82] est d'utiliser directement le nombre de protons émis à une énergie d'excitation donnée calculé par le code CASCADE lui-même, en pondérant ensuite ces spectres par la section efficace inélastique de la RGQ expérimentale. Pour observer l'influence de la méthode sur les résultats, nous avons comparé les deux procédures sur la figure (4.40). Sur le

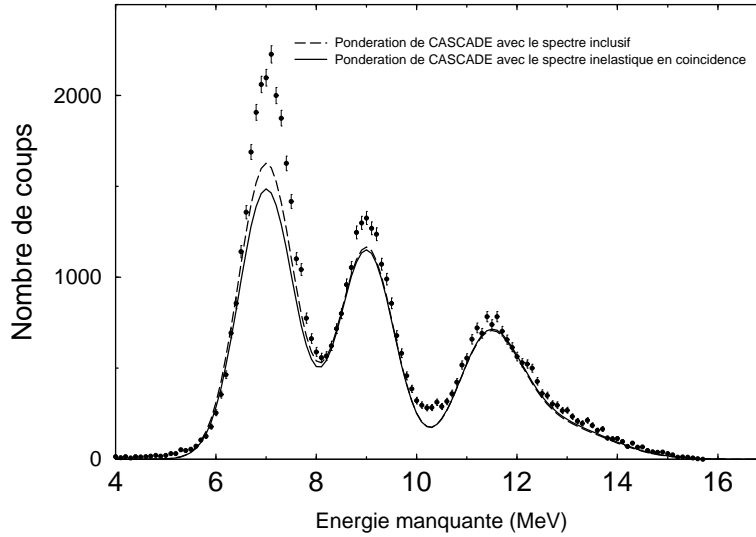


FIG. 4.40: Spectre en énergie manquante construit avec les alphas émis pour une énergie d'excitation comprise entre 12 et 20 MeV. Les alphas ont plus de 4 MeV d'énergie cinétique et sont détectés à l'arrière entre 110 et 260 degrés dans le référentiel du laboratoire. La condensation est de 100 keV par canal. Le trait plein est le résultat du calcul de la décroissance statistique dans lequel la pondération des calculs correspondants aux différentes énergies d'excitation est donnée par le spectre en énergie d'excitation expérimental. Le trait tireté correspond à la pondération incluse dans le code CASCADE.

spectre obtenu avec la pondération provenant du code CASCADE, la décroissance directe observée est peu réduite. La différence entre les deux méthodes n'est pas significative.

#### d) Conclusions sur la décroissance par alphas de la RGQ

Pour la première fois, une branche de décroissance directe par alphas autour de 16.4 % a été mesurée. La décroissance directe alimente l'état fondamental et le premier état excité de l' $^{36}\text{Ar}$ . La RGQ est généralement modélisée par une somme cohérente d'excitations particule-trou. Si les excitations particules-trous sont constituées d'alphas, cela pourrait signifier que l'alpha est préformé dans le noyau et qu'il ne se forme pas seulement lors de la décroissance. Le noyau dans son état de vibratoire quadrupolaire serait donc constitué pour une petite proportion par des agrégats.

### 4.5.2 Décroissance par alphas de la région des états à deux phonons

#### a) Densité de niveaux du $^{32}\text{S}$

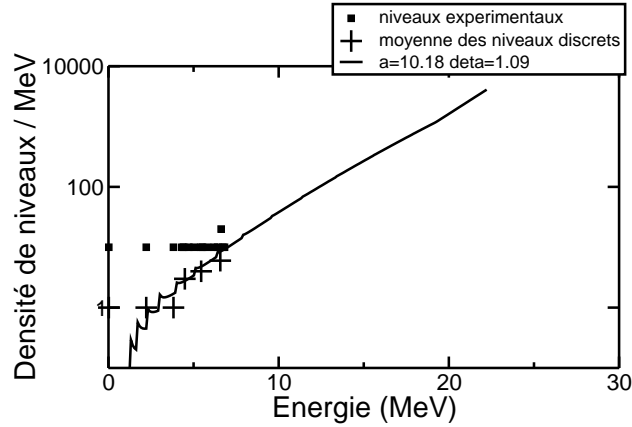


FIG. 4.41: Densité de niveaux par unité d'énergie d'excitation du  $^{32}\text{S}$ . Les croix représentent les densités moyennes obtenues avec les niveaux expérimentaux. Les paramètres de la densité de Fermi "Back shifted" que nous avons choisis sont  $a = 10.18$   $\Delta = 1.09$ . Les carrés représentent les niveaux excités expérimentaux entrés dans le code CASCADE jusqu'à 7 MeV.

Les paramètres de la densité de niveaux de Fermi "Back shifted" du  $^{32}\text{S}$  ont été ajustés à  $a = 10.18$  et  $\Delta = 1.09$  par la méthode citée plus haut. Les états discrets ont été entrés dans le code CASCADE jusqu'à 7 MeV. La densité de niveaux obtenue est comparée aux niveaux expérimentaux sur la figure 4.41.

#### b) Spectre en énergie manquante à deux alphas

Nous avons également étudié la décroissance de la région des états à deux phonons par deux alphas. Le spectre final du  $^{32}\text{S}$  est présenté sur la figure (4.42) comparé au spectre statistique correspondant pour chaque moment angulaire présent dans la région en énergie d'excitation entre 28 et 38 MeV. La somme pondérée par les sections efficaces théoriques [73] des contributions statistique de chaque  $J$  est présentée sur la figure (4.43) et normalisée au maximum compatible avec les données expérimentales. Les données sont compatibles avec une décroissance purement statistique. En effet la proportion de décroissance directe est de  $(9 \pm 12)\%$ . La très faible décroissance directe, si elle existe, peuple l'état fondamental et le premier état excité du  $^{32}\text{S}$ .

#### c) Conclusions sur la décroissance par alphas dans la région des états à deux phonons

La décroissance directe dans cette région en énergie par deux alphas est très réduite comparée à la décroissance directe par deux protons. Pourtant la décroissance directe par

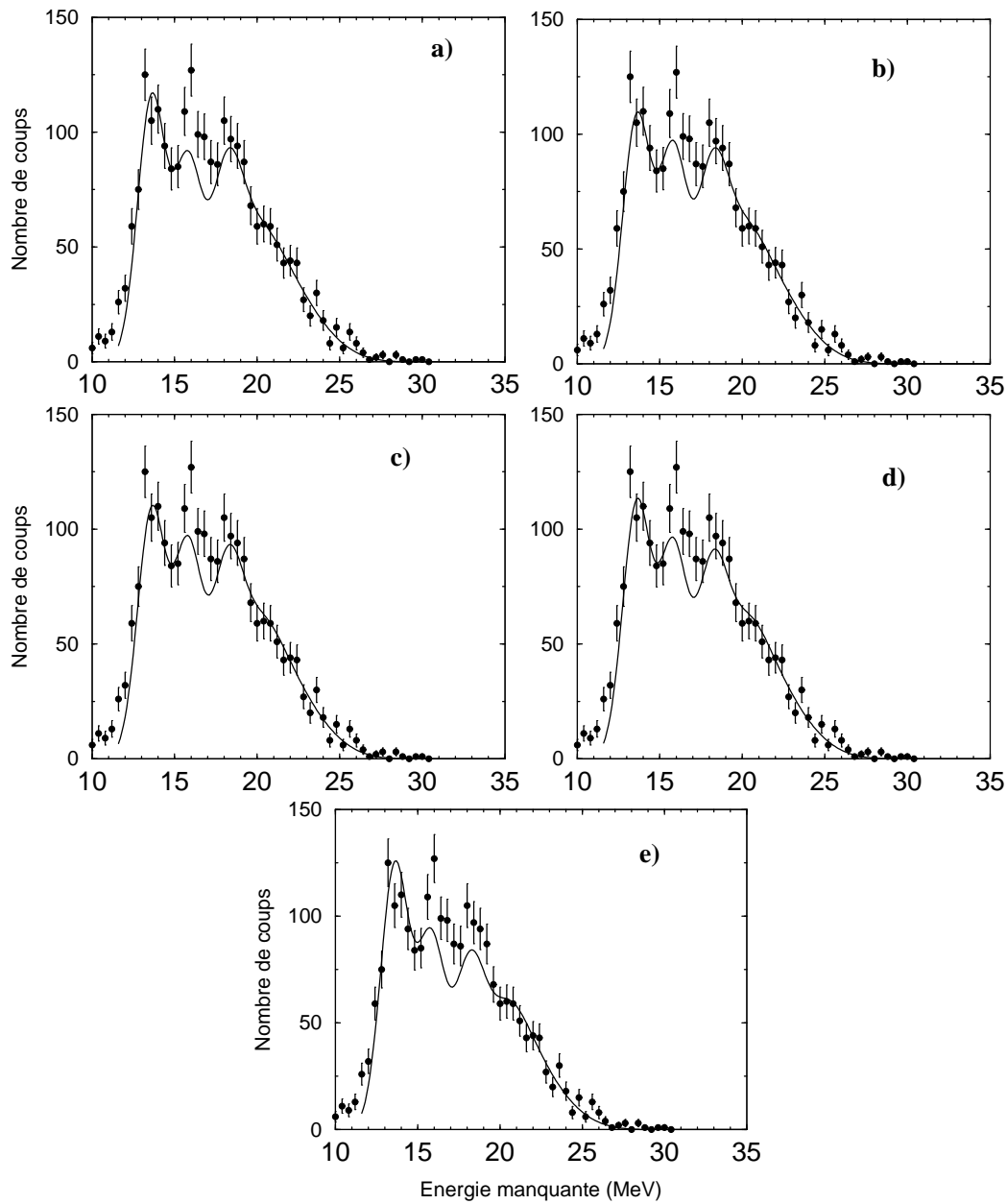


FIG. 4.42: Spectres en énergie manquante construits avec les alphas émis pour une énergie d'excitation entre 28 et 38 MeV, pris pour des alphas de plus de 4 MeV émis à l'arrière entre 100 et 260 degrés dans le référentiel du laboratoire. La condensation est de 100 keV par canal. Le trait plein est le résultat du calcul de la décroissance statistique pour chaque  $J$  possible. Spectre a) :  $J = 0$ , spectre b) :  $J = 2$ , spectre c) :  $J = 3$ , spectre d) :  $J = 4$ , spectre e) :  $J = 6$ .

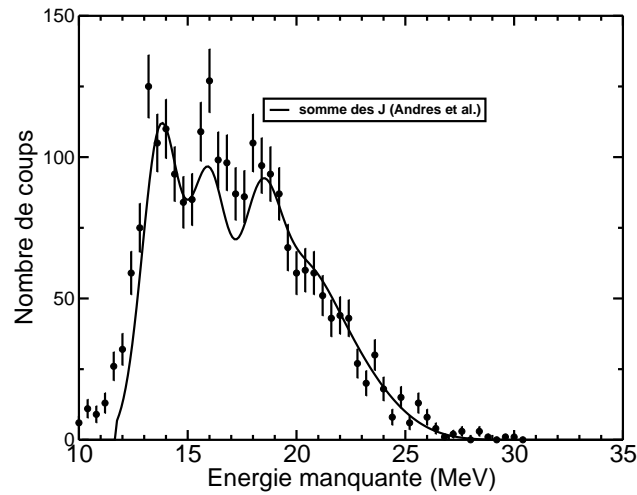


FIG. 4.43: Spectre en énergie manquante construit avec une énergie d'excitation comprise entre 28 et 38 MeV, pour des alphas de plus de 4 MeV détectés à l'arrière entre 100 et 260 degrés dans le référentiel du laboratoire. La condensation est de 100 keV par canal. Le trait plein est le résultat du calcul de la décroissance statistique, somme des différents J possibles avec les coefficients de Andres et al. [73].

alphas de la RGQ est assez importante. En prenant en compte les cas où les deux phonons décroissent directement et ceux où l'un des deux seulement décroît directement on doit retrouver le pourcentage de décroissance directe de la RGQ soit 16.4 %. On trouve une proportion inférieure. Ceci peut provenir d'un effet de structure de l' $^{36}\text{Ar}$ , qui n'a peut-être qu'une faible probabilité d'émettre des alphas. On peut aussi penser que le  $^{40}\text{Ca}$  a une plus grande probabilité d'être clusterisé que l' $^{36}\text{Ar}$ . Il serait également intéressant d'étudier la décroissance de la région des états à deux phonons par un proton et un alpha, car le  $^{39}\text{K}$  a une forte probabilité d'émission alpha.

## 4.6 Résumé, conclusions et perspectives

Nous avons étudié les modes collectifs dans le  $^{40}\text{Ca}$  excité par diffusion inélastique de  $^{40}\text{Ca}$  à 50 A.MeV. Les données inclusives ont permis d'observer la RGQ et les états de basse énergie du  $^{40}\text{Ca}$ . Une structure située autour de 23 MeV d'énergie a été mise en évidence. Les données en coïncidence nous ont permis d'étudier la proportion de décroissance directe des différentes régions en énergie du spectre inélastique, et ainsi de mettre en évidence des modes collectifs. La branche de décroissance directe par protons de la RGQ mesurée ici s'élève à 30 %. Pour la première fois, une branche de décroissance directe par alphas pour la RGQ a été mesurée et évaluée à 16 %. Dans la région en énergie 18-28 MeV, des modes collectifs sont présents également, dont une RG de haute énergie et un état situé autour de 23 MeV qui pourrait être une RGQ construite sur un état de basse énergie comme le suggèrent les auteurs de la référence [73]. La décroissance directe

par deux protons détectés aux angles arrière signe de façon certaine la présence d'états à deux phonons dans la région en énergie 28-38 MeV dans le  $^{40}\text{Ca}$ . Cette décroissance directe a été comparée à une simulation et ne correspond pas à l'image simple de deux RGQ décroissant de façon identique. Plusieurs explications sont évoquées. La décroissance directe par trois protons détectés dans tous les détecteurs d'INDRA est mesurée. Compte-tenu de l'étude des mécanismes de réaction dans cette région, cette décroissance directe signe la présence d'états à trois phonons. Pour terminer, une étude du spectre en énergie d'excitation en coïncidence avec les protons détectés aux angles arrière met en évidence des structures attribuées aux états à deux et trois phonons excités dans la réaction.

## Chapitre 5

# Théorie des multiphonons

Emile Verhaeren, tiré des “Villes Tentaculaires” :  
extrait du poème : “ *LA RECHERCHE.*”

*Chambres et pavillons, tours et laboratoires,  
Avec, sur leurs frises, les sphinx évocatoires  
Et vers le ciel, braqués, les télescopes d’or.*

*C’est la maison de la science au loin dardée,  
Par à travers les faits, jusqu’aux claires idées.*

*... Ainsi que des insectes,  
Ressorts tendus et balances correctes,  
Cônes, segments, angles, carrés, compas,  
Sont là, vivant et respirant dans l’atmosphère  
De lutte et de conquête autour de la matière.*

*Dites ! Quels temps versés au gouffre des années,  
Et quelle angoisse ou quel espoir des destinées,  
Et quels cerveaux chargés de noble lassitude  
A-t-il fallu pour faire un peu de certitude ?*

...

**D**e nombreux systèmes fermioniques possèdent des états de vibrations collectives bien décrits par les modes bosoniques (phonons). L’existence dans les noyaux atomiques de tels états, états de basse énergie et résonances géantes (RG), est établie jusqu’au second quantum. Néanmoins il reste des questions ouvertes concernant leurs propriétés telles que leur énergie et leur probabilité d’excitation. Expérimentalement, la grande section efficace d’excitation des états à deux phonons indique la présence de grandes anharmonicités, alors que tous les calculs théoriques effectués jusqu’à présent semblent montrer plutôt une faible contribution des anharmonicités. La plupart de ces calculs microscopiques n’ont considéré que les couplages entre états à un et deux phonons. Deux récents calculs sont allés au-delà : en incluant le couplage avec certains états à trois phonons



qui ont été interprétés comme le mécanisme induisant la largeur d'amortissement de la DRGD [147] ; à travers l'étude de la fragmentation du double phonon  $3^-$  de basse énergie dans le  $^{208}\text{Pb}$ , en incluant les couplages aux configurations à un et trois phonons avec une coupure de basse énergie introduite dans l'espace de diagonalisation [148]. En raison de cette coupure, les contributions des états monopolaire et quadrupolaire ont été négligées. Or nous allons montrer que le rôle de ces états dans les couplages des états multiphonons sont très importants. Le calcul que je vais présenter ici montre qu'une description correcte des états dont la composante principale est une configuration à deux phonons nécessite l'inclusion des états à un et trois phonons. La principale nouveauté est le rôle essentiel joué par la RGM, le mode dit de "respiration" du noyau, dans l'anharmonicité nucléaire. En effet les modes de volume ne sont généralement pas considérés dans les mécanismes de couplages ou d'amortissements. De plus, nous verrons que la RGQ, très collective, joue également un rôle important.

Dans ce chapitre, les modèles de particules indépendantes sont introduits dans un premier temps, illustrés par le modèle en couches et la méthode Hartree-Fock. Ensuite la méthode harmonique de calcul des multiphonons, la RPA, est présentée. Nous verrons comment des couplages entre phonons peuvent être pris en compte à travers les méthodes d'expansion en bosons. Le principe du nouveau calcul des anharmonicités des états à deux phonons dans une base étendue aux états à trois phonons est présenté, et les résultats sont discutés pour deux noyaux, le  $^{40}\text{Ca}$  et le  $^{208}\text{Pb}$  [114]. Les premiers résultats d'un calcul incluant les états à quatre phonons sont également discutés. Les sections efficaces des états de la base comprenant les états à un et deux phonons, avec les fonctions d'onde anharmoniques et des non linéarités dans le champ externe sont présentées pour l'expérience  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  à 50 A.MeV. Le chapitre se termine avec une comparaison entre les sections efficaces théoriques et expérimentales [73].

## 5.1 Modèles de particules indépendantes

Une théorie microscopique complète du noyau est donnée par la solution de l'équation de Schrödinger :

$$H\Psi = \left( \sum_{i=1}^A -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta_i + \sum_{i<j}^A v(i,j) \right) \Psi(1, \dots, A) = E\Psi(1, \dots, A) \quad (5.1)$$

où l'indice  $i$  représente les coordonnées du  $i^{\text{ième}}$  nucléon  $i = (\vec{r}_i, \sigma_i, t_i)$ .

À l'approximation de particules indépendantes, la fonction d'onde du système  $\Psi$  s'exprime comme un déterminant de Slater de fonctions d'ondes associées à chaque nucléon  $\phi_k$  :

$$\Phi_{k_1 \dots k_A}(1, \dots, A) = \frac{1}{\sqrt{A!}} \begin{vmatrix} \phi_{k_1}^{(1)} & \dots & \phi_{k_A}^{(1)} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \phi_{k_1}^{(A)} & \dots & \phi_{k_A}^{(A)} \end{vmatrix} \equiv ||\phi_{k_i}|| \quad (5.2)$$

où les fonctions d'onde individuelles sont fonctions propres du Hamiltonien à une particule :

$$h(i)\phi_k(i) = \epsilon_k\phi_k(i) \quad (5.3)$$

où  $h(i)$  est défini comme  $h(i) = t(i) + \sum_{k=1}^A \bar{v}(ik)$  et  $i$  représente l'ensemble d'indices  $i = \vec{r}_i, s_i, t_i$ . Les fonctions  $\phi_k$  forment une base orthogonale et dans le formalisme de la seconde quantification, chacune de ces fonctions d'onde est obtenue en appliquant l'opérateur de création  $a_k^\dagger$  sur le vide  $|-\rangle$ . Le déterminant de Slater (5.2) est équivalent à :

$$|\Phi_{k_1 \dots k_A}\rangle = a_{k_1}^\dagger \dots a_{k_A}^\dagger |-\rangle \quad (5.4)$$

Nous présentons dans la suite deux approximations de particules indépendantes qui ont fait leur preuve en physique nucléaire : le modèle en couches et la théorie Hartree-Fock.

### 5.1.1 Le modèle des couches

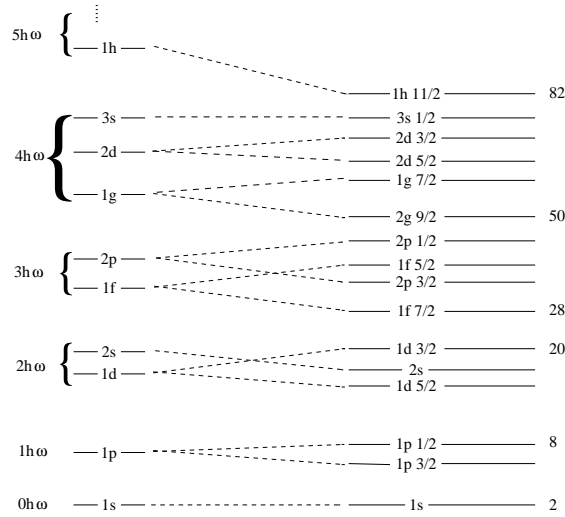


FIG. 5.1: Schéma des niveaux nucléaires du modèle des couches avec le terme spin-orbite [32].

Dans le cadre du modèle des couches, le potentiel  $V$  ressenti par les nucléons est imposé comme un potentiel extérieur pour reproduire la spectroscopie connue des noyaux : nombres magiques, rayons carrés moyens. . . Le Hamiltonien à une particule d'écrit donc :  $h(i) = t(i) + V$ . En première approximation,  $V$  est un oscillateur harmonique auquel sont ajoutés un terme de surface et un terme de spin-orbite.

La figure (5.1) montre la succession des états à une particule et la levée de dégénérescence sur le moment angulaire due au terme de spin-orbite. Dans l'état fondamental, tous les niveaux sont occupés jusqu'au niveau de Fermi. Les excitations du système sont données par un transfert de nucléons du dessous du niveau de Fermi vers des niveaux au-dessus. Les états d'énergie inférieure au niveau de Fermi sont appelés états de trou et les états d'énergie supérieure sont appelés états de particules. Dans le cas du transfert d'un nucléon unique, on parle d'excitation 1p-1t (cf. schéma 5.1).

Ces niveaux sont aussi bien reproduits par d'autres modèles comme l'approche Hartree-Fock que nous allons étudier dans la suite.

### 5.1.2 L'approche Hartree-Fock

Le succès du modèle des couches justifie l'approximation de particules indépendantes. Nous allons voir maintenant comment établir le lien entre l'interaction nucléaire deux à deux et l'approximation de champ moyen dans le cadre de l'approche auto-cohérente dite de Hartree-Fock (H-F). En imposant que la fonction d'onde du système  $\Phi(t)$  soit un déterminant de Slater, on déduit du principe variationnel  $\delta S = 0$  où  $S$  est l'action telle

que :

$$S = \int_{t_1}^{t_2} \mathcal{L}[\phi, \phi^*] dt \quad (5.5)$$

$$(5.6)$$

avec le Lagrangien  $\mathcal{L}$  définit comme

$$\mathcal{L} = \langle \Phi(t) | i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - H | \Phi(t) \rangle \quad (5.7)$$

avec  $\Phi(t)$  déterminant de Slater des fonctions d'onde à un corps  $\phi_k$  et  $\phi_k^*$  que l'on utilise comme des champs classiques.

On obtient ainsi les équations Hartree-Fock dépendante du temps et statique pour la matrice densité à un corps  $\rho = \sum_k |\phi_k\rangle \langle \phi_k|$  [32, 149] :

$$i \frac{\partial \rho}{\partial t} = [h, \rho] \quad (5.8)$$

$$0 = [h, \rho] \quad (5.9)$$

où  $h$  est le Hamiltonien à une particule Hartree-Fock qui dépend de la densité à un corps  $h = t + \Gamma[\rho]$ . L'élément important de cette théorie est que le champ moyen  $\Gamma$  est une fonctionnelle de la densité  $\rho$  qui est elle-même obtenue à partir des fonctions d'onde solutions du champ moyen. On doit donc résoudre une équation auto-consistante et on procède par iteration. L'état initial est souvent le résultat d'un premier calcul de type modèle des couches. Le point clef de cette approche réside dans le choix d'une bonne interaction nucléaire deux à deux. Cette interaction n'est pas directement l'interaction Nucléon-Nucléon libre mais elle est déjà modifiée par les effets du milieu et des corrélations de courte portée. Dans la suite, nous allons détailler les points importants liés à l'interaction choisie.

### 5.1.3 Interactions effectives de type Skyrme

Depuis le travail de Vautherin et Brink [150], les forces de type Skyrme ont été utilisées de façon intensive pour reproduire les propriétés des noyaux dans le cadre des théories microscopiques de champ moyen auto-consistant. Leur grande simplicité est due à leur portée nulle. Cette approximation est étonnante car les forces nucléaires ont une portée finie ( $\sim 1$  fm), non nulle à l'échelle du noyau (dont le rayon est de quelques fm). Les effets de portée finie sont cependant pris en compte d'une certaine façon par la présence de termes dépendants des vitesses. Les forces de type Skyrme permettent de reproduire les propriétés des noyaux et de la matière nucléaire comme les énergies de liaison, les rayons carrés moyen ainsi que le point de saturation de la matière nucléaire. En ce qui concerne le choix de la paramétrisation, le choix est vaste. Chacune des paramétrisations a pour but de reproduire certaines propriétés des noyaux. La forme standard de la force

de Skyrme s'écrit :

$$\begin{aligned}
 V(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = & t_0(1 + x_0 P^\sigma) \delta(\vec{r}) + \frac{1}{2} t_1(1 + x_1 P^\sigma) (\vec{k}^2 \delta(\vec{r}) + \delta(\vec{r}) \vec{k}^2) \\
 & + t_2(1 + x_2 P^\sigma) \vec{k} \cdot \delta(\vec{r}) \vec{k} + \frac{1}{6} t_3(1 + x_3 P^\sigma) \rho^\alpha(\vec{R}) \delta(\vec{r}) \\
 & + i W_0 (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \vec{k} \wedge \delta(\vec{r}) \vec{k}
 \end{aligned} \quad (5.10)$$

où  $P^\sigma = (1 + \sigma_1 \cdot \sigma_2)/2$  est l'opérateur d'échange de spin,  $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$ ,  $\vec{R} = (\vec{r}_1 + \vec{r}_2)/2$  et  $\vec{k} = (\nabla_1 - \nabla_2)/2i$  agit à droite tandis que son complexe conjugué  $\vec{k}$  agit à gauche. Il faut noter que les termes en  $t_0, t_1$  et  $t_3$  agissent sur des états pairs d'espace ( $P^x = 1$ ) tandis que le terme en  $t_2$  le fait sur des états impairs d'espace ( $P^x = -1$ ).

L'interaction de Skyrme comporte donc dix paramètres :  $t_0, t_1, t_2, t_3, x_0, x_1, x_2, x_3, W_0$  et  $\alpha$ . Les termes en  $t_0$  et  $t_2$  sont attractifs et ceux en  $t_1$  et  $t_3$  sont répulsifs. Le terme en  $t_3$  provient initialement d'un terme à trois corps proposé par Skyrme. Toutefois, il est aujourd'hui compris comme une façon effective de prendre en compte plusieurs effets induisant une dépendance en densité non triviale. Pour cela  $\alpha$  module la dépendance en densité (répulsive) de l'interaction. Le terme en  $W_0$  représente le potentiel spin-orbite. La portée finie de la force nucléaire est simulée par la dépendance en moment de la force (termes en  $t_1, t_2$ ). Les fonctions  $\delta$  présentes dans chaque terme de l'interaction permettent de simplifier grandement les calculs des équations Hartree-Fock menés avec les forces de Skyrme.

L'interaction de Skyrme SIII [151] est la première force à avoir fourni de bons résultats pour tous les noyaux de la table de masse. Puis une meilleure connaissance de la résonance géante monopolaire (mode de respiration) a permis d'affiner la connaissance du coefficient d'incompressibilité de la matière nucléaire. Seule une dépendance en densité non linéaire permet d'abaisser la valeur de  $K_\infty$  au-dessous de 300 MeV. Furent alors proposées la force SkM [152] puis SkM\* [153] qui possèdent une meilleure énergie de surface. SGII [154] est conçue pour reproduire les modes collectifs monopolaires des noyaux  $h_{kk'} = t_{kk'} + \sum_{i=1}^A \bar{v}_{kik'} i$ . Les forces du groupe de Lyon (Sly230a, Sly230b, Sly4, ...) [155, 156] constituent l'une des plus récentes paramétrisations reproduisant l'équation d'état de la matière de neutrons, l'énergie d'asymétrie et les propriétés des noyaux finis (énergie de liaison et rayons de noyaux à travers la table de masse).

## 5.2 Description harmonique des multiphonons

Jusqu'ici nous n'avons présenté que des modèles à particules indépendantes statiques. Par une définition adéquate des particules et avec une interaction effective nous pouvons expliquer les propriétés des états fondamentaux de nombreux noyaux. Mais les spectres d'excitations nucléaires sont également très importants pour la compréhension de la structure nucléaire. Les caractéristiques de nombreux états excités ne sont pas reproduites dans

le cadre des excitations individuelles. Par exemple, les résonances géantes manifestent la capacité du système nucléaire à s'exciter de façon collective et nécessitent une approche en termes d'excitations cohérentes.

Nous présentons en premier lieu les modèles microscopiques généralement utilisés dans la représentation harmonique des multiphonons. Ensuite nous présenterons le principe de l'expansion en bosons que nous avons utilisée pour aller au-delà du modèle harmonique et prendre en compte des anharmonicités et des non-linéarités dans les phénomènes collectifs des systèmes finis.

### 5.2.1 RPA - Approximation des quasi-bosons

Le modèle des quasi-bosons est l'approche microscopique standard utilisée dans la description de l'excitation des RG et des multiphonons harmoniques. Cette approche est en fait l'approximation RPA, et permet de calculer la réponse linéaire du noyau à un champ externe excitateur.

Considérons le Hamiltonien  $H_f$  pour un système de fermions :

$$H_f = \sum_i \epsilon_i a_i^\dagger a_i + \frac{1}{4} \sum_{ijkl} V_{ijkl}^{\text{Res.}} a_i^\dagger a_j^\dagger a_l a_k + E_{HF} \quad (5.11)$$

où  $V_{ijkl}^{\text{Res.}}$  est une interaction résiduelle à deux corps et les  $\epsilon_i$  sont les énergies Hartree-Fock, et  $a_i^\dagger$  ( $a_i$ ) est un opérateur de création (annihilation) d'une particule dans l'état quantique  $i$ .

L'interaction résiduelle s'obtient de façon générale à partir des variations du deuxième ordre de l'énergie totale par rapport aux densités. Cette interaction s'écrit alors comme la seconde dérivée de la densité d'énergie par rapport à la densité :

$$\langle k_1 k_2 | V_{\text{res}} | k_3 k_4 \rangle = \frac{1}{\Omega} \frac{\delta^2 \langle V \rangle}{\delta \rho_{k_3 k_1} \delta \rho_{k_4 k_2}} \quad (5.12)$$

avec

$$\frac{\langle V \rangle}{\Omega} = \frac{1}{2} \sum_{ijkl} \langle ij | V | kl \rangle_A \rho_{ki} \rho_{lj} \quad (5.13)$$

où la notation  $\langle V \rangle_A$  signifie que l'élément de matrice d'interaction est antisymétrisé,  $i = (\vec{k}, s_i, t_i)$  représente l'impulsion, le spin et l'isospin de l'état individuel  $i$ . Cette procédure donne directement l'interaction résiduelle incluant les termes d'échange ainsi que les termes de réarrangement lorsque l'interaction initiale  $V$  dépend explicitement des densités comme c'est le cas pour les interactions de type Skyrme. Notons aussi que dans ces cas, l'élément de matrice (5.12) n'est pas antisymétrique par échange de  $k_1$  et  $k_2$ , ou de  $k_3$  et  $k_4$ .

Si les constituants du noyau sont très corrélés entre eux, la méthode HF peut s'avérer inadaptée. La méthode de Tamm-Dancoff (TDA) permet de prendre en compte des

corrélations particule-trou dans les états excités, tout en conservant le fondamental HF. Commençons avec un ensemble d'états propres exacts du Hamiltonien  $H$  :

$$H|\nu\rangle = E_\nu|\nu\rangle \quad (5.14)$$

On définit les opérateurs  $Q_\nu^\dagger$  et  $Q_\nu$  tels que :  $|\nu\rangle = Q_\nu^\dagger|0\rangle$  et  $Q_\nu|0\rangle = 0$ . L'état fondamental exact est approximé par  $|HF\rangle$  et  $Q_\nu$  par l'opérateur collectif particule-trou :  $Q_\nu^\dagger = \sum_{pt} C_{pt}^\nu a_p^\dagger a_t$ . Par cette approximation on est restreint à l'espace des excitations 1p-1t. De l'équation de Schrödinger 5.14 on obtient l'équation TDA :

$$\sum_{p't'} \langle HF|[a_t^\dagger a_p, [H, a_{p'}^\dagger a_{t'}]]|HF\rangle C_{p't'}^\nu = E_\nu^{TDA} C_{pt}^\nu \quad (5.15)$$

Si nous considérons un état fondamental contenant des corrélations, on peut non seulement créer une paire p-t sur l'état fondamental mais aussi en détruire une. C'est l'approximation des phases aléatoires (RPA). L'opérateur  $Q_\nu^\dagger$  devient alors :

$$Q_\nu^\dagger = \sum_{pt} (X_{pt}^\nu a_p^\dagger a_t - Y_{pt}^\nu a_t^\dagger a_p) \quad (5.16)$$

avec  $Q_\nu|RPA\rangle = 0$ . Une méthode de résolution des équations qui déterminent les coefficients  $X$  et  $Y$  est la méthode des équations du mouvement [32]. De l'équation de Schrödinger on déduit par la même méthode que dans l'approximation TDA ([32]) les équations RPA (5.19). La résolution de ces équations nécessite de calculer le commutateur :

$$\langle RPA|[a_t^\dagger a_p, a_p^\dagger a_t]|RPA\rangle \quad (5.17)$$

ce qui est très difficile car l'état fondamental  $|RPA\rangle$  n'est pas connu. On suppose alors que l'état fondamental corrélé n'est pas très différent de l'état fondamental HF, ce qui mène à :

$$\langle RPA|[a_t^\dagger a_p, a_p^\dagger a_t]|RPA\rangle \simeq \langle HF|[a_t^\dagger a_p, a_p^\dagger a_t]|HF\rangle = \delta_{pp'}\delta_{tt'} \quad (5.18)$$

Cette approximation est connue sous le nom d'Approximation des Quasi-bosons, dont le nom vient du fait que l'équation 5.18 serait vraie si les opérateurs p-t obéissaient à des relations de commutation pour opérateurs de bosons. Cette approximation ne respecte pas le principe de Pauli car des termes du commutateur 5.17 sont négligés. Ainsi les équations RPA du mouvement pour les coefficients  $X$  et  $Y$  et les énergies des états excités  $|\nu\rangle$  deviennent :

$$\begin{pmatrix} A & B \\ B^* & A^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X^\nu \\ Y^\nu \end{pmatrix} = \omega_\nu \begin{pmatrix} X^\nu \\ -Y^\nu \end{pmatrix} \quad (5.19)$$

où les matrices  $A$  et  $B$  sont définies telles que :

$$\begin{aligned} A_{pt,p't'} &= \langle HF|[a_t^\dagger a_p, [H, a_{p'}^\dagger a_{t'}]]|HF\rangle \\ -B_{pt,p't'} &= \langle HF|[a_t^\dagger a_p, [H, a_{t'}^\dagger a_{p'}]]|HF\rangle \end{aligned} \quad (5.20)$$

où l'on remplacé  $|RPA\rangle$  par  $|HF\rangle$  également. La matrice  $A$  est Hermitienne et  $B$  est symétrique. Les équations TDA sont retrouvées si tous les  $Y$  sont nuls.

Il est très commode de remplacer les opérateurs de fermions  $a_p^\dagger a_t$  par les opérateurs de bosons  $b_{pt}^\dagger$  :

$$a_p^\dagger a_t \rightarrow b_{pt}^\dagger \quad (5.21)$$

qui obéissent exactement aux relations de commutation pour les bosons :

$$\begin{aligned} [b_{pt}^\dagger, b_{p't'}] &= \delta_{pp'} \delta_{tt'} \\ [b_{pt}^\dagger, b_{p't'}^\dagger] &= [b_{pt}, b_{p't'}] = 0 \end{aligned} \quad (5.22)$$

Nous verrons plus loin (éq. 5.28) que l'on peut développer les paires d'opérateurs de fermions  $a_p^\dagger a_t$  en une série d'opérateurs de bosons, dans laquelle le premier terme est  $b_{pt}^\dagger$ . Dans l'approximation des quasi-bosons, tous les termes d'ordre supérieur sont négligés. Si l'on utilise ces opérateurs de bosons pour exprimer les autres opérateurs tels que  $A, B$  :

$$\begin{aligned} A_{pt,p't'} &= \langle HF | [b_{pt}, [H_B, b_{p't'}^\dagger]] | HF \rangle \\ -B_{pt,p't'} &= \langle HF | [b_{pt}, [H_B, b_{p't'}]] | HF \rangle \end{aligned} \quad (5.23)$$

et le Hamiltonien :

$$\begin{aligned} H_{QB} &= E_{HF} + \sum_{ptp't'} [A_{pt,p't'} b_{pt}^\dagger b_{p't'} + \frac{1}{2} (B_{pt,p't'} b_{pt}^\dagger b_{p't'}^\dagger + h.c.)] \\ H_{QB} &= E_{HF} + \frac{1}{2} \sum_{pt,p't'} A_{pt,p't'} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} b^\dagger & b \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A & B \\ B^* & A^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b \\ b^\dagger \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (5.24)$$

La diagonalisation de  $H_B$  est réalisée facilement en introduisant la transformation de Bogoliubov pour les opérateurs de Bosons :

$$O_\nu^\dagger = \sum_{pt} X_{pt}^\nu b_{pt}^\dagger - Y_{pt}^\nu b_{pt} \quad (5.25)$$

Les opérateurs  $O_\nu^\dagger$  et  $O_\nu$  doivent obéir exactement aux relations de commutation des bosons, assurant ainsi l'unitarité de cette transformation. Le Hamiltonien exprimé en termes d'opérateurs  $O_\nu^\dagger$  et  $O_\nu$  est diagonalisé après avoir pris en compte l'équation RPA (5.19) :

$$H_{QB} = E_{RPA} + \sum_{\nu} \hbar \omega_{\nu} O_{\nu}^{\dagger} O_{\nu} \quad (5.26)$$

avec

$$E_{RPA} = E_{HF} - \sum_{\nu} \hbar \omega_{\nu} \sum_{pt} |Y_{pt}^{\nu}|^2 \quad (5.27)$$

Le Hamiltonien (5.26) correspond à une somme d'oscillateurs harmoniques indépendants. Ainsi la RPA est appelée l'approximation harmonique, elle détermine les modes propres



découplés du système. Les fonctions propres de  $H_B$  sont l'état fondamental  $|RPA\rangle$ , les états à un boson  $O_\nu^\dagger|RPA\rangle$ , les états à deux bosons  $O_\nu^\dagger O_\nu^\dagger|RPA\rangle$ , ... La collectivité de chaque état excité  $|\nu\rangle$  peut être appréciée grâce à la fraction de la règle de somme pondérée en énergie qu'elle remplit ( cf. chapitre 1).

L'état fondamental  $|RPA\rangle$  est défini à l'origine comme le vide des opérateurs  $Q_\nu$ . Dans le cadre de l'approximation des quasi-bosons, il est équivalent au vide  $|RPA\rangle$  des opérateurs de boson  $O_\nu$ ,  $O_\nu|RPA\rangle = 0$ . On peut le construire explicitement à partir du vide  $|HF\rangle$  grâce au théorème de Thouless pour les bosons :

$$|RPA\rangle = N \exp\left(\frac{1}{2} \sum_{p't'} Z_{p't'} b_{p'}^\dagger b_{p't'}\right) |HF\rangle$$

où  $N$  est une normalisation et  $Z = Y^* X^{*-1}$ , obtenu avec les équations (5.25) et (5.23).

### 5.3 Prise en compte d'anharmonicités

Les oscillations harmoniques sont caractérisées par un spectre dans lequel les états sont équidistants en énergie. Les spectres expérimentaux des noyaux même sphériques ne correspondent pas toujours à cette image simple. De telles anharmonicités sont causées par plusieurs effets :

- les paires de fermions collectives ne sont pas des bosons de façon exacte. En appliquant une paire d'opérateurs de fermions deux fois, nous n'obtenons pas deux bosons découplés car le principe de Pauli exclut toutes les configurations où le même niveau est occupé par plus d'une particule (ou trou).
- le Hamiltonien à N-corps ne contient pas seulement des termes au second ordre en opérateurs de bosons mais aussi des termes d'ordre supérieur provenant des interactions autres que particule-trou. Ces derniers sont négligés dans l'approximation harmonique et provoquent un couplage entre les différents modes collectifs lorsque l'on va au-delà de cette approximation.

Nous sommes allés au-delà du modèle microscopique standard à l'aide des méthodes d'expansion en bosons [32]. Nous avons ajouté des anharmonicités au Hamiltonien intrinsèque  $H_{QB}$  et des non-linéarités au champ externe  $W_A(t)$ . Pour cela, nous suivrons l'approche développée en [10, 157, 87, 158]. Dans la suite, nous introduisons brièvement le principe de l'expansion en bosons.

#### 5.3.1 Au-delà de la RPA : méthode d'expansion en bosons

Le point de départ du calcul est la transformation des opérateurs fermioniques particule-trou  $a_p^\dagger a_h$  en opérateurs bosoniques  $b_{pt}^\dagger$  [159] [32] :

$$a_p^\dagger a_t \rightarrow b_{pt}^\dagger + (1 - \sqrt{2}) \sum_{p't'} b_{p't'}^\dagger b_{p't}^\dagger b_{pt'} + \dots \quad (5.28)$$

L'inclusion de termes supplémentaires à  $b_{pt}^\dagger$  correspond à des corrections dues au principe de Pauli. Une partie de l'interaction résiduelle non prise en compte dans la RPA, provient de ces termes correctifs permettant de respecter le principe d'exclusion de Pauli. L'interaction résiduelle fait apparaître aussi des paires d'opérateurs qui ne sont pas de type particule-trou mais particule-particule (pp) et trou-trou (tt). On montre facilement qu'ils deviennent des formes quadratiques dans les opérateurs  $b_{pt}^\dagger, b_{pt}$  :

$$a_p^\dagger a_{p'} \rightarrow \sum_t b_{pt}^\dagger b_{p't}, \quad a_t a_{t'} \rightarrow \sum_p b_{pt}^\dagger b_{p't'} \quad (5.29)$$

A partir du Hamiltonien  $H_f$  (5.11) et des relations (5.28),(5.29), nous obtenons le Hamiltonien dans l'espace de boson, présenté ici jusqu'à l'ordre 4, [159, 87, 32] :

$$\begin{aligned} H_B = & H_{01} b^\dagger + H_{11} b^\dagger b + H_{20} b^\dagger b^\dagger + H_{21} b^\dagger b^\dagger b + \\ & H_{22} b^\dagger b^\dagger b b + H_{31} b^\dagger b^\dagger b^\dagger b + h.c. + \dots \end{aligned} \quad (5.30)$$

Le terme  $H_{10}$  disparaît dans une base Hartree-Fock. La partie quadratique dans les opérateurs  $b_{pt}^\dagger, b_{pt}$  est analogue à la RPA. Les termes d'ordre supérieur proviennent des interactions qui ne sont pas du type particule-trou et des corrections dues au principe de Pauli. L'introduction de la transformation de Bogoliubov généralisée pour les bosons (5.25) va nous permettre de diagonaliser la partie quadratique. On obtient alors les équations de la RPA pour les amplitudes X et Y. Le Hamiltonien  $H_B$  (5.30) s'écrit donc :

$$H_B = H_{QB} + \Delta V \quad (5.31)$$

où  $H_{QB}$  est la partie quadratique de H dans les opérateurs  $O$  et  $\Delta V$  les produits normaux d'ordre supérieur dans les opérateurs  $O$ . L'introduction des termes d'ordre 3 et 4 mélange les vecteurs propres du Hamiltonien  $H_{QB}$ .

Par l'introduction des opérateurs collectifs de la RPA de l'équation (5.25),  $H_B$  devient :

$$H_{QB} = \mathcal{H}_{11} O^\dagger O \quad (5.32)$$

$$\begin{aligned} \Delta V = & (\mathcal{H}_{21} O^\dagger O^\dagger O + h.c.) + \mathcal{H}_{22} O^\dagger O^\dagger O O \\ & + (\mathcal{H}_{30} O^\dagger O^\dagger O^\dagger + h.c.) + (\mathcal{H}_{31} O^\dagger O^\dagger O^\dagger O + h.c.) \\ & + (\mathcal{H}_{40} O^\dagger O^\dagger O^\dagger O^\dagger + h.c.) + \dots \end{aligned} \quad (5.33)$$

avec  $\mathcal{H}_{11}^{\nu\nu'} = E_\nu \delta_{\nu\nu'}$ . Les éléments de matrice de  $\mathcal{H}$  sont exprimés en fonction des X et Y de la transformation (5.25).

### Choix du calcul précédent

L'image bosonique du Hamiltonien en fermions est une série infinie. Il est donc nécessaire de le tronquer à un ordre donné dans les opérateurs de bosons adapté à l'espace des états que nous souhaitons inclure dans la base de calcul.

Une première approximation est de diagonaliser le Hamiltonien (5.33) dans le sous-espace des états à 1- et 2- phonons. Le Hamiltonien (5.33) peut alors être tronqué à l'ordre 4 dans les opérateurs  $O$ . En effet les coefficients du développement sont de plus en plus petits à mesure que l'on considère un nombre d'opérateurs  $O$  croissant. C'est ce qui a été effectué dans les références [87, 157]. En outre des termes supplémentaires sont négligeables. Le dernier terme de (5.30),  $H_{31}$ , est de l'ordre de  $1/\sqrt{\Omega}$  par rapport à  $H_{21}$ , où  $\Omega$  est le nombre d'états particule-trou actifs, et couple des états dont le nombre de bosons diffère de deux. Ainsi il peut être négligé en première approximation.

Les trois premiers termes de l'équation (5.33),  $\mathcal{H}_{11}$ ,  $\mathcal{H}_{21}$  et  $\mathcal{H}_{22}$ , ne contiennent aucune amplitude  $Y$ . Au contraire, dans les autres termes de  $\Delta V$  au moins une amplitude  $Y$  apparaît. Les rapports  $Y/X$  sont petits dans les noyaux à couches fermées, donc l'on peut négliger ces termes et ne retenir que ceux de la première ligne. Dans les termes retenus,  $\mathcal{H}_{21}$  couple les états à un phonon avec les états à deux phonons et  $\mathcal{H}_{22}$  couple les états à deux phonons entre eux. Le Hamiltonien sélectionné a donc la forme suivante :

$$H = \sum_{\nu_1} \hbar \omega_{\nu_1} O_{\nu_1}^\dagger O_{\nu_1} + \Delta H \quad (5.34)$$

$$\Delta H = \sum_{\nu_1 \nu_2 \nu_3} \mathcal{H}_{\nu_1 \nu_2 \nu_3}^{12} O_{\nu_1}^\dagger O_{\nu_2} O_{\nu_3} + h.c. \quad (5.35)$$

$$+ \sum_{\nu_1 \nu_2 \nu_3 \nu_4} \mathcal{H}_{\nu_1 \nu_2 \nu_3 \nu_4}^{22} O_{\nu_1}^\dagger O_{\nu_2}^\dagger O_{\nu_3} O_{\nu_4} \quad (5.36)$$

Le premier terme est le terme RPA. Le terme suivant couple les états à un phonon avec les états à deux phonons. Le dernier terme couple les états à deux phonons entre eux.

Les vecteurs propres  $\Phi_\alpha$  du Hamiltonien tronqué dans une base constituée des états à un et deux phonons sont des mélanges des états à un phonon  $|\nu\rangle$  et deux phonons  $|\nu_1 \nu_2\rangle$ . Les énergies  $E_\alpha$  des états  $\Phi_\alpha$  ne sont plus celles de l'approximation RPA. Nous les appellerons dans la suite les états mélangés. En présence d'un champ externe, les états excités sont les états mélangés. Ils peuvent être excités via leur composante à un phonon ainsi que par leur composante à deux phonons.

Les approximations choisies dans ce calcul ont été testées via un modèle schématique [160]. L'analyse a été effectuée à l'aide d'un modèle de Lipkin à deux niveaux. L'intérêt d'utiliser un modèle schématique est que les calculs peuvent être effectués exactement, sans recourir à une approximation. Des comparaisons entre le calcul exact et des choix différents dans le Hamiltonien ou la base des états sont donc possibles. Les coupures choisies, résultant dans le Hamiltonien (5.35), sont bien justifiées dans ce modèle. De bons résultats dans un espace élargi aux états à trois phonons sont obtenus en conservant le même Hamiltonien, pour les anharmonicités des états à deux phonons. Ceci nous encourage donc à étendre la base utilisée en [87, 157, 161] aux états à trois phonons.

### 5.3.2 Nouveau calcul : extension de la base aux états à 3 phonons

Dans la nouvelle base étendue aux états à trois phonons, le Hamiltonien (5.35) permet de coupler les états à deux phonons aux états à trois phonons ainsi que de coupler les états à trois phonons entre eux. Le terme (5.36) couple les états à deux phonons avec les états à trois phonons et le terme (5.37) couple les états à trois phonons entre eux.

Tous les calculs ont été effectués en utilisant l'interaction de Skyrme SGII [154]. Les états à un phonon de la base sont calculés dans le cadre de la RPA. Nous incluons tous les états à un phonon de parité naturelle, avec un moment angulaire  $J \leq 3$  et qui satisfait au moins 5 % d'une règle de somme pondérée en énergie appropriée. Nous incluons également tous les états à deux et trois phonons construits avec ces premiers phonons, sans coupure énergétique, de parité naturelle et non naturelle.

Les nouvelles fonctions propres issues de la diagonalisation du Hamiltonien seront des mélanges entre états à un, deux et trois phonons harmoniques :

$$|\psi_n\rangle = \sum_{\nu_1} \alpha_{\nu_1}^n |\nu_1\rangle + \sum_{\nu_1 \leq \nu_2} \alpha_{\nu_1 \nu_2}^n |\nu_1 \nu_2\rangle + \sum_{\nu_1 \leq \nu_2 \leq \nu_3} \alpha_{\nu_1 \nu_2 \nu_3}^n |\nu_1 \nu_2 \nu_3\rangle \quad (5.37)$$

où les états des multiphonons correctement normalisés ont été introduits :

$$|\nu_1\rangle = O_{\nu_1}^\dagger |0\rangle \quad (5.38)$$

$$|\nu_1 \nu_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{1 + \delta_{\nu_1 \nu_2}}} O_{\nu_1}^\dagger O_{\nu_2}^\dagger |0\rangle \quad (5.39)$$

$$|\nu_1 \nu_2 \nu_3\rangle = \frac{1}{\sqrt{1 + \delta_{\nu_2 \nu_3}} \sqrt{1 + \delta_{\nu_1 \nu_3} + \delta_{\nu_1 \nu_2}}} O_{\nu_1}^\dagger O_{\nu_2}^\dagger O_{\nu_3}^\dagger |0\rangle \quad (5.40)$$

car les phonons sont des bosons. Les états multiphonons sont constitués de phonons ordonnés tels que  $\nu_1 \leq \nu_2 \leq \nu_3$ .

Notre travail consiste à calculer les nouveaux éléments de matrice du Hamiltonien  $H$  dans la nouvelle base incluant les états à trois phonons :

$$\begin{aligned} \langle \nu_1 \nu_2 | \Delta H | \nu_1 \nu_2' \nu_3' \rangle &= \\ &= \langle 0 | \frac{O_{\nu_1} O_{\nu_2}}{\sqrt{1 + \delta_{\nu_1 \nu_2}}} \left( \sum_{\nu_k \nu_l \nu_m} \mathcal{H}_{\nu_k \nu_l \nu_m}^{12} O_{\nu_k}^\dagger O_{\nu_l} O_{\nu_m} \right) \frac{O_{\nu_1}^\dagger O_{\nu_2'}^\dagger O_{\nu_3'}^\dagger}{\sqrt{1 + \delta_{\nu_2 \nu_3}} \sqrt{1 + \delta_{\nu_1 \nu_3} + \delta_{\nu_1 \nu_2}}} |0\rangle \\ &= N \langle \nu_1 | \nu_1 \rangle \langle \nu_2 | \Delta H | \nu_2' \nu_3' \rangle \end{aligned} \quad (5.41)$$

$$\begin{aligned} \langle \nu_1 \nu_2 \nu_3 | \Delta H | \nu_1 \nu_2' \nu_3' \rangle &= \\ &= \langle 0 | \frac{O_{\nu_1} O_{\nu_2} O_{\nu_3}}{\sqrt{1 + \delta_{\nu_2 \nu_3}} \sqrt{1 + \delta_{\nu_1 \nu_3} + \delta_{\nu_1 \nu_2}}} \times \left( \sum_{\nu_k \nu_l \nu_m \nu_n} \mathcal{H}_{\nu_k \nu_l \nu_m \nu_n}^{22} O_{\nu_k}^\dagger O_{\nu_l}^\dagger O_{\nu_m} O_{\nu_n} \right) \\ &\quad \times \frac{O_{\nu_1}^\dagger O_{\nu_2'}^\dagger O_{\nu_3'}^\dagger}{\sqrt{1 + \delta_{\nu_2 \nu_3}} \sqrt{1 + \delta_{\nu_1 \nu_3} + \delta_{\nu_1 \nu_2}}} |0\rangle \\ &= N' \langle \nu_1 | \nu_1 \rangle \langle \nu_2 \nu_3 | \Delta H | \nu_2' \nu_3' \rangle \end{aligned} \quad (5.42)$$

Le théorème de Wick permet de calculer ces éléments de matrice [32],  $\Delta V$  étant en produit normal. Il faut remarquer qu'un phonon  $\nu_i$  est conservé de part et d'autre de l'interaction résiduelle  $\Delta H$  pour les deux éléments de matrice. Ces éléments de matrice sont donc une combinaison linéaire des éléments de matrice entre les états à un et deux phonons et entre les états à deux phonons déjà calculés dans [87, 157]. Le programme que nous avons construit reprend les éléments de matrice entre les états à un et deux phonons pour reconstruire le Hamiltonien total. Le calcul des éléments de matrice (5.41) et (5.42) est effectué sans coupler les états à plusieurs phonons à un moment angulaire total, mais la diagonalisation de  $H$  est effectuée en base couplée, c'est-à-dire que les moments angulaires des phonons constituant un état sont couplés à un spin total  $J$  et une partie totale  $\pi$ . En effet  $J^\pi$  est un bon nombre quantique, il est conservé par l'interaction résiduelle. La difficulté du calcul réside dans le fait que les phonons sont des bosons, il faut donc prendre en compte les facteurs de normalisation apparaissant lorsque tous les nombres quantiques de plusieurs phonons constituant un état sont identiques (cf. équations (5.39-5.40)), de plus il faut respecter la symétrie de leurs fonctions d'onde ce qui change les couplages possibles. En pratique nous avons choisi de travailler avec des états non normés en base découplée. Considérons le cas d'un état constitué de deux phonons identiques :  $j_1 = j_2$  dont les projections sur l'axe  $z$  sont  $m_1$  et  $m_2$ . Désignons cet état par  $|m_1 m_2\rangle$ . Si  $m_1 \neq m_2$ , la règle d'orthonormalisation habituelle des coefficients Clebsch-Gordan qui permettent de passer de la base couplée à la base découplée (et inversement) s'écrit :  $\sum_{JM} \langle m_1 m_2 | JM \rangle \langle JM | m'_1 m'_2 \rangle = \delta_{m_1 m'_1} \delta_{m_2 m'_2} + \delta_{m_1 m'_2} \delta_{m_2 m'_1}$ , car la fonction d'onde  $|m_1 m_2\rangle$  est symétrique. La prise en compte de cette propriété est équivalente à considérer que la norme de  $|m_1 m_2\rangle$  est  $\sqrt{2}$ , de même si  $m_1 = m_2$  la norme de  $|m_1 m_1\rangle$  est  $\sqrt{2}$ . En partant de ces états non normés, l'état en base couplée  $|JM\rangle$  final doit être normé. La transformation

$$|JM\rangle = \sum_{m_1 m_2} \langle m_1 m_2 | JM \rangle |m_1 m_2\rangle \quad (5.43)$$

$$(5.44)$$

est unitaire, elle conserve donc la norme. Pour obtenir cet état couplé normé il suffit donc de multiplier la somme des Clebsch-Gordan habituelle par  $1/\sqrt{2}$  :

$$|JM\rangle = 1/\sqrt{2} \left( 2 \sum_{m_1 < m_2} \langle m_1 m_2 | JM \rangle |m_1 m_2\rangle + \sum_{m_1 m_1} \langle m_1 m_1 | JM \rangle |m_1 m_1\rangle \right) \quad (5.45)$$

On procède de même pour les autres cas où les  $j_i$  sont identiques (cf. Annexe) sauf pour le cas de 3 phonons identiques pour lesquels une autre méthode a été utilisée. Les coefficients de changement de base sont alors calculés en appliquant les opérateurs  $J^-$  et  $j_1^- + j_2^- + j_3^-$  sur  $|JM_{\max}\rangle$  et  $|m_{1\max} m_{2\max} m_{3\max}\rangle$  respectivement (en prenant en compte les propriétés de symétrie des phonons).

En représentation de moments angulaires découplés, les nombres quantiques qui différencient les états à trois phonons sont  $j_1, m_1, j_2, m_2, j_3$  et  $m_3$ . Le nombre d'états étant conservé dans le passage à la base couplée à un  $J$  total, le nombre de labels nécessaires pour les distinguer est le même. Il faut donc choisir un nombre quantique supplémentaire à  $J, M, j_1, j_2$  et  $j_3$ . Nous avons choisi  $J_{12}$ , somme des spins des deux premiers phonons sur les trois. En effet le couplage est effectué en deux étapes, les deux premiers spins sont couplés à  $J_{12}$  puis  $J_{12}$  et  $j_3$  sont couplés au  $J$  total. Dans le cas de 3 phonons identiques  $j_1 = 3$  couplés, les moments angulaires totaux possibles sont  $J = 1, 3, 3, 4, 5, 6, 7, 9$ . Il faut introduire un label supplémentaire pour différencier les deux  $J=3$ .

### 5.3.3 Tests du code

Avant d'analyser les résultats nous avons effectué plusieurs tests sur le code. En premier lieu on vérifie que le programme donne les mêmes résultats pour un moment angulaire total et une parité fixée  $J^\pi$ , quelque soit la projection  $-J \leq M \leq +J$  sur l'axe  $z$  de  $J$ . En effet, la dégénérescence sur les  $M$  n'est levée qu'en présence d'un champ magnétique ce qui n'est pas notre cas ici. Des  $M$  différents impliquent des couplages différents puisque notre Hamiltonien est diagonalisé en base de moments angulaires couplés et font intervenir des éléments de matrice différents. Ensuite, le meilleur test est procuré par la résonance géante monopolaire. Comme son moment angulaire est nul, les valeurs des éléments de matrice en base couplée sont les mêmes que celles obtenues en base découplée, ces dernières étant calculables manuellement à l'aide du théorème de Wick. Comme nous le verrons au paragraphe suivant, dans le  $^{40}\text{Ca}$  et le  $^{208}\text{Pb}$ , la RPA prédit deux modes collectifs monopolaires dans chacun de ces noyaux.

En ce qui concerne les coefficients de couplage de trois moments angulaires identiques, nous avons utilisé l'expression  $J^2 = \frac{1}{2}(J^+J^- + J^-J^+) + J_z^2$  pour vérifier nos résultats. En effet on applique parallèlement ces opérateurs sur les états en base couplée et l'équivalent avec les opérateurs de la base découplée ( $J = j_1 + j_2 + j_3, J^+ = j_1^+ + j_2^+ + j_3^+$  et  $J^- = j_1^- + j_2^- + j_3^-$ ) sur les états de moments angulaires non couplés. La valeur propre de  $J^2$  calculée par ces deux méthodes doit être égale à  $J(J+1)$ .

Nous allons dans ce qui suit, comparer les spectres du  $^{40}\text{Ca}$  et du  $^{208}\text{Pb}$  obtenus par la diagonalisation dans les espaces des états contenant jusqu'à deux phonons puis trois phonons.

### 5.3.4 Résultats pour le $^{40}\text{Ca}$

Intéressons-nous en premier lieu aux résultats sur le noyau  $^{40}\text{Ca}$ . Dans la table (5.1), sont montrés tous les états à un phonon pris en compte, dans la table (5.2) quelques résultats de la diagonalisation, pour un ensemble d'états sélectionnés. Les énergies obtenues dans l'espace des états à un et deux phonons [161] sont précisées ici pour comparaison. Les anharmonicités calculées dans cette base n'excédaient pas quelques centaines de keV,

TAB. 5.1: Base des états à un phonon calculés avec la RPA pour le noyau  $^{40}\text{Ca}$ . Pour chaque état, spin, parité, isospin, energie and pourcentage de la règle de somme pondérée en énergie sont précisés. Dans la colonne suivante,  $V_{M_1}$  représente l'élément de matrice  $\langle \nu | V | \nu \otimes M_1 \rangle$ , où  $\nu$  est le phonon dans la première colonne. Idem pour  $V_{M_2}$  et  $V_{Q_1}$  dans les deux colonnes suivantes. Dans les deux dernières colonnes, les énergies des RG dans les bases où sont inclus les états à deux et à trois phonons respectivement sont reportées.

Phonons	$J^\pi T$	$E_{\text{harm}}(\text{MeV})$	%EWSR	$V_{M_1}(\text{MeV})$	$V_{M_2}(\text{MeV})$	$V_{Q_1}(\text{MeV})$	$E_{2ph}(\text{MeV})$	$E_{3ph}(\text{MeV})$
$M_1$	$0^+ 0$	18.25	30	-2.13	-2.36	—	18.36	18.30
$M_2$	$0^+ 0$	22.47	54	-2.03	-3.96	—	22.00	21.78
$D_1$	$1^- 1$	17.78	56	-1.38	-2.12	-1.25	17.35	17.29
$D_2$	$1^- 1$	22.03	10	-1.48	-2.16	+0.73	21.64	21.59
$Q_1$	$2^+ 0$	16.91	85	-1.36	-2.49	-0.36	16.51	16.44
$Q_2$	$2^+ 1$	29.59	26	-1.70	-2.85	-0.00	29.09	29.00
$3^-$	$3^- 0$	4.94	14	-1.74	-2.60	-0.07	4.47	4.40
$O_1$	$3^- 0$	9.71	5	-1.42	-2.28	-0.43	9.33	9.28
$O_2$	$3^- 0$	31.33	25	-1.69	-2.72	-0.31	30.80	30.89

comme on peut le constater dans la table (5.7) où les anharmonicités calculées précédemment [161] sont présentées pour les états quadrupolaires. Etudions maintenant le calcul plus complet dans la base étendue aux états à trois phonons. Dans le tableau (5.2) les anharmonicités obtenues pour les états à deux phonons sont comparées aux énergies calculées au premier et second ordre de la théorie des perturbations. La correction à l'énergie au second ordre de la théorie des perturbations s'écrit :

$$\Delta E_i = \langle \varphi_i | V | \varphi_i \rangle + \sum_{j \neq i} \frac{|\langle \varphi_j | V | \varphi_i \rangle|^2}{E_i^0 - E_j^0} \quad (5.46)$$

où  $|\varphi_i \rangle$  est l'état non perturbé considéré,  $|\varphi_j \rangle$  tous les autres états et  $E^0$  les énergies non perturbées correspondantes.

### Signe des anharmonicités

Le décalage énergétique des états à deux phonons induit par le couplage aux états à trois phonons est assez grand, de l'ordre de plus de 1 MeV en général et toujours vers les énergies plus basses, comme on peut le voir en comparant les énergies harmoniques des états précisés dans la première colonne de la table (5.2) et les nouvelles énergies propres de la colonne 5. On peut comprendre cette caractéristique en utilisant la théorie des perturbations stationnaires au second ordre (équation (5.46)). Dans le tableau (5.2), nous voyons que l'estimation donnée par l'énergie calculée au second ordre des perturbations est très proche des énergies propres calculées. La contribution du premier ordre, diagonale, étant petite dans la plupart des cas, le signe du décalage en énergie est celui du dénominateur

dans le terme de second ordre. Comme la majorité des états à trois phonons ont une énergie supérieure à celle des états à deux phonons, si  $|\varphi_i\rangle$  est un état à deux phonons, les contributions des états à trois phonons sont négatives dans presque tous les cas. Les états à deux phonons sont donc poussés vers le bas par les états à trois phonons, qui semblent être la principale source d'anharmonicité de ceux-ci.

### Ordre de grandeur des éléments de matrice entre états à un et deux phonons

Dès qu'une RGM est ajoutée par dessus n'importe quel état à un phonon, les termes  $\mathcal{H}_{21}$  de l'équation (5.35) sont grands. ces couplages proviennent des termes de l'interaction résiduelle pppt et pttt, de l'ordre de 1 ou 2 MeV dans le  $^{40}\text{Ca}$ . Les valeurs spécifiques peuvent être trouvées dans la table 5.1.

Une étude supplémentaire [162] a été menée pour chercher l'origine de ces grands éléments de matrice impliquant la RGM et notamment pour vérifier que cet effet n'est pas spécifique à la force de Skyrme utilisée. De plus on pourrait s'attendre à une forte annulation des contributions provenant de l'interaction pttt et tppp. Les éléments de matrice de l'interaction résiduelle pttt sont en général apparus beaucoup plus grands que ceux de l'interaction résiduelle pppt dans le cas de modes monopolaires. Pour comprendre ce résultat, le rôle des différents termes de l'interaction de Skyrme a été testé et les fonctions d'onde particule et trou calculées avec Hartree-Fock ont été comparées à celles calculées dans le cas d'un oscillateur harmonique. Les résultats de cette étude peuvent être résumés en plusieurs points :

- Les termes en  $P_\sigma$  de la force de Skyrme ne sont pas responsables des forts éléments de matrice pppt et pttt.
- Les termes dépendant du moment n'influent pas non plus sur les éléments de matrice.
- Pour une interaction  $\delta$  (terme en  $t_0$ ), les signes de pppt et pttt sont opposés comme on s'y attend, toutefois ils ne sont pas égaux (ou proches) comme dans un modèle d'oscillateurs, l'élément de matrice impliquant le plus d'orbitales de particules étant plus petit.
- Le terme en  $t_3$  est responsable d'un changement de signe de pppt et de la valeur finale de pttt.

La réponse quantitative finale dépend des fonctions d'onde radiales et de la cohérence des états. En fait, même pour une interaction  $\delta$  (terme en  $t_0$  seulement) les termes pppt et pttt de l'interaction ne s'annulent pas car la fonction d'onde du trou est très proche de celle d'un oscillateur harmonique tandis que la fonction d'onde de la particule en est très éloignée. La particule se trouve dans le continuum, sa fonction d'onde est une superposition de 16 fonctions d'onde d'oscillateur harmonique ce qui rend l'intégrale radiale pppt beaucoup plus petite que l'intégrale pttt.



Phénoménologiquement, ce fort couplage de tous les modes de vibrations du noyau au mode de respiration du noyau vient du fait que dans un petit noyau comme le  $^{40}\text{Ca}$ , n'importe quel mouvement de grande amplitude affecte la densité centrale du noyau. Ainsi les modes de surface ne peuvent être découplés d'une variation de la densité dans tout le volume du noyau, c'est-à-dire du mode monopolaire, ce qui a déjà été vu clairement dans des calculs TDHF [163].

### Ordre de grandeur des éléments de matrice entre états à deux et trois phonons

Les éléments de matrice observés entre des états à deux phonons et des états à trois phonons sont encore plus grands, de l'ordre d'environ 3 MeV (jusqu'à 5.5 MeV), si les états à trois phonons sont constitués des états à deux phonons considérés sur lesquels la RGM la moins collective (respectivement la plus collective) est ajoutée. De plus grands éléments de matrice encore, sont observés lorsque l'état connecté par  $\mathcal{H}_{21}$  implique plusieurs RGM. En effet dans le cas de phonons monopolaires identiques, un facteur de Bose apparaît et aucun coefficients Clebsch-Gordan n'entre dans le calcul. Ainsi les éléments de matrice entre la double et la triple RGM située à 18.25 MeV,  $M_1$ , est  $\sqrt{6}$  fois plus large qu'entre la simple et la double  $M_1$ . Voici l'élément de matrice entre un phonon et deux phonons tous identiques :

$$\langle 0 | \overline{O(O^\dagger OO)} \frac{1}{\sqrt{2}} O^\dagger O^\dagger | 0 \rangle + \langle 0 | \overline{O(O^\dagger OO)} \frac{1}{\sqrt{2}} O^\dagger O^\dagger | 0 \rangle = \frac{2}{\sqrt{2}} \quad (5.47)$$

Ici il n'y a que deux contractions différentes possibles.

Voici l'élément de matrice entre deux phonons et trois phonons tous identiques :

$$\sum_{\text{toutes les permutations}} \langle 0 | \frac{1}{\sqrt{2}} \overline{OO(O^\dagger OO)} \frac{1}{\sqrt{6}} O^\dagger O^\dagger O^\dagger | 0 \rangle = \frac{12}{\sqrt{12}} \quad (5.48)$$

où l'une des contractions de Wick possibles est présentée, en sachant que pour chaque contraction externe (il y en a 3) on a deux possibilités différentes de contractions des opérateurs restants avec les opérateurs  $OO$  du Hamiltonien et deux contractions possibles avec l'opérateur  $O^\dagger$  du Hamiltonien.

L'élément de matrice  $\langle M_1 \otimes M_1 | \mathcal{H}_{21} | M_1 \otimes M_1 \otimes M_1 \rangle$  est donc de -5.22 MeV, ce qui donne une contribution de -1.49 MeV à la correction de deuxième ordre à l'état à deux phonons  $M_1$ . Une valeur encore plus importante est obtenue dans le cas de l'état à deux phonons monopolaires situé à 22.47 MeV,  $M_2$ , et la triple  $M_2$ , l'élément de matrice est de -9.69 MeV et la contribution à l'énergie de la double  $M_2$  est de -4.18 MeV. Ceci est relié au fait que  $M_2$  est plus collective que  $M_1$  dans le  $^{40}\text{Ca}$ .

Un effet similaire mais moins important est observé pour les éléments de matrice couplant un état avec lui-même plus une RGQ. Deux exemples sont présentés. La composante la plus basse de la RGD  $|D_1\rangle$ , a un élément de matrice de l'interaction résiduelle avec

les états  $|D_1 \otimes M_1 \rangle$ ,  $|D_1 \otimes M_2 \rangle$  et  $|D_1 \otimes Q_1 \rangle$  égal à -1.38 MeV, -2.12 MeV et -1.25 MeV respectivement. Un autre exemple avec un moment angulaire total  $J = 1$ , est fourni par les éléments de matrice entre  $|D_1 \otimes Q_1 \rangle$  et  $|(M_1 \otimes D_1)_1 \otimes Q_1 \rangle$ ,  $|(M_2 \otimes D_1)_1 \otimes Q_1 \rangle$  et  $|(Q_1)_2^2 \otimes D_1 \rangle$  égaux à -2.74 MeV, -4.61 MeV et -1.41 MeV respectivement.

Ces résultats indiquent clairement que les mouvements de grande amplitude sont fortement couplés à la fois aux oscillations de volume et de surface. Il est utile de préciser que ces grandes anharmonicités sont observées malgré la grande différence d'énergie entre les états couplés. Ainsi, l'introduction d'une coupure sur les énergies des états à trois phonons inclus dans le calcul mènerait à des résultats erronés. Considérons par exemple le membre  $0^+$  du multiplet du double  $3^-$  de basse énergie. Au premier ordre des perturbations, cet état est décalé de 2.24 MeV. La correction au second ordre venant de la simple RGM est de -0.93 MeV. Ces deux contributions, menant à un décalage total de cet état de +1.31 MeV, dominent les effets du couplage avec les états à un et deux phonons, ce que confirme le résultat de la diagonalisation du Hamiltonien dans ce sous-espace. Lorsque les états à trois phonons sont inclus, l'on obtient un décalage supplémentaire vers le bas de -1.86 MeV venant des configurations incluant une RGM superposée à deux octupolaires. Cette contribution est absente dans la référence [148] car la coupure en énergie introduite pour réduire le nombre d'états à trois phonons était trop basse. Le même effet est observé pour d'autres membres du multiplet de même pour la double  $D_1$  ou  $D_2$ , la double  $Q_1$  et les états  $D_1$  ou  $D_2 \otimes Q_1$ .

### 5.3.5 Résultats pour le $^{208}\text{Pb}$

Les résultats pour le  $^{208}\text{Pb}$  sont présentés dans les tableaux 5.3 et 5.4.

Les mêmes remarques générales que nous avons vues pour le  $^{40}\text{Ca}$  sont valables dans ce cas.

A propos de l'énergie des états à deux phonons, on observe que l'inclusion des configurations à trois phonons induisent des anharmonicités de plus de 1 MeV dans le  $^{40}\text{Ca}$  mais de quelques centaines de keV dans le  $^{208}\text{Pb}$ . Les énergies des états à deux phonons calculées dans le cadre de la théorie des perturbations au second ordre reproduit bien le calcul. En raison de la position en énergie des états à trois phonons, le décalage est dirigé vers les basses énergies.

TAB. 5.2: Résultats pour le  $^{40}\text{Ca}$ . Dans la première colonne, les états sont labellés par leur composante principale dans le vecteur propre et l'énergie non perturbée correspondante, indiquée entre parenthèses. Dans la seconde colonne, l'amplitude de la composante principale  $c_0$ . Ensuite pour chaque moment angulaire total, sont montrés les résultats du calcul dans la base des états à deux phonons et les résultats dans la base à trois phonons, l'énergie correspondante au premier ordre de la théorie des perturbations puis au second ordre. Les deux dernières colonnes contiennent la seconde composante principale dans le vecteur propre et l'amplitude correspondante  $c_1$ . L'indice dans les configurations à deux phonons est le moment angulaire total. Toutes les énergies sont données en MeV.

Composante principale	$c_0$	$J^\pi$	$\leq 2ph$	$\leq 3ph$	1 <sup>er</sup> ordre	2 <sup>nd</sup> ordre	2 <sup>nde</sup> composante principale	$c_1$
$3^- \otimes 3^-$ (9.88)	-0.91 -0.96 -0.96 -0.96	$0^+$ $2^+$ $4^+$ $6^+$	10.96 10.63 9.85 10.88	9.27 8.89 8.10 9.12	12.12 10.66 9.86 10.88	9.20 8.75 7.96 8.99	$M_1$ $(3^-)_2^2 \otimes M_2$ $(3^-)_4^2 \otimes M_2$ $(3^-)_6^2 \otimes M_2$	0.21 -0.21 -0.21 -0.21
$D_1 \otimes D_1$ (35.56)	-0.92 -0.96	$0^+$ $2^+$	35.27 35.10	33.71 33.66	35.25 35.06	33.59 33.59	$(3^-)_0^2 \otimes M_2$ $(D_1)_2^2 \otimes M_2$	-0.22 -0.17
$D_1 \otimes Q_1$ (34.69)	0.95 0.96 -0.96	$1^-$ $2^-$ $3^-$	34.83 34.56 34.67	33.35 33.22 33.13	34.72 34.56 34.67	33.24 33.16 33.02	$(M_2 \otimes D_1)_1 \otimes Q_1$ $(M_2 \otimes D_1)_1 \otimes Q_1$ $(M_2 \otimes D_1)_1 \otimes Q_1$	0.19 0.19 -0.19
$Q_1 \otimes Q_1$ (33.82)	-0.87 0.84 0.90	$0^+$ $2^+$ $4^+$	33.88 33.82 34.02	32.47 32.47 32.61	33.83 33.82 34.02	32.27 32.26 32.44	$(Q_1 \otimes 3^-)_3 \otimes O_1$ $(Q_1 \otimes 3^-)_5 \otimes O_1$ $(Q_1 \otimes 3^-)_5 \otimes O_1$	0.32 -0.38 -0.32
$M_2 \otimes D_1$ (40.25)	-0.89	$1^-$	40.26	38.14	40.05	37.65	$(M_2)_0^2 \otimes D_1$	0.26
$M_2 \otimes Q_1$ (39.38)	-0.73	$2^+$	39.62	37.34	39.35	36.80	$(O_1)_2^2 \otimes M_1$	0.40
$M_2 \otimes M_2$ (44.94)	0.67	$0^+$	45.60	42.76	44.87	41.18	$(O_1)_0^2 \otimes M_2$	-0.55

TAB. 5.3: Même table que la table 5.1 pour le noyau de  $^{208}\text{Pb}$ .

Phonons	$J^\pi T$	$E(\text{MeV})$	% $EW SR$	$V_{M_1}(\text{MeV})$	$V_{M_2}(\text{MeV})$	$V_{Q_1}(\text{MeV})$	$E_{2ph}(\text{MeV})$	$E_{3ph}(\text{MeV})$
$M_1$	$0^+ 0$	13.61	61	-1.87	-0.92	—	13.42	13.48
$M_2$	$0^+ 0$	15.02	28	-1.32	-1.16	—	14.78	14.76
$D_1$	$1^- 1$	12.43	63	-0.79	-0.59	-0.68	12.30	12.30
$D_2$	$1^- 1$	16.66	17	0.00	0.00	-0.64	16.61	16.60
$2^+$	$2^+ 0$	5.54	15	-0.11	0.07	-1.18	5.18	5.14
$Q_1$	$2^+ 0$	11.60	76	-0.64	-0.48	-0.74	11.59	11.55
$Q_2$	$2^+ 1$	21.81	45	-0.86	-0.63	-0.55	21.69	21.68
$3^-$	$3^- 0$	3.46	21	-1.13	-0.62	-0.90	3.21	3.19
$O$	$3^- 0$	21.30	37	-0.99	-0.74	-0.42	21.19	21.20

TAB. 5.4: Même table que la table 5.2 pour le noyau de  $^{208}\text{Pb}$ .

Composante	$c_0$	$J^\pi$	$\leq 2ph$	$\leq 3ph$	$1^{er}$	$2^{nd}$	$2^{nde}$ composante	$c_1$
principale					<i>ordre</i>	<i>ordre</i>	principale	
$3^- \otimes 3^-$	-0.95	$0^+$	7.88	6.96	8.06	6.90	$(3^-)_0^2 \otimes 2^+$	-0.17
( 6.93)	-0.92	$2^+$	7.31	6.57	7.33	6.52	$2^+$	-0.28
	-0.98	$4^+$	7.16	6.55	7.16	6.51	$(3^-)_4^2 \otimes M_1$	-0.15
	0.97	$6^+$	7.43	6.63	7.44	6.56	$(3^-)_6^2 \otimes M_1$	0.15
$3^- \otimes 2^+$	-0.94	$1^-$	9.20	8.26	9.21	8.02	$(2^+)_2^2 \otimes 3^-$	-0.23
( 9.01)	0.97	$2^-$	9.12	8.54	9.12	8.50	$(2^+)_2^2 \otimes 3^-$	0.17
	0.96	$3^-$	9.17	8.70	9.12	8.56	$(3^-)_2^3$	-0.17
	0.96	$4^-$	9.07	8.61	9.07	8.45	$(3^-)^3$	0.19
	-0.96	$5^-$	9.06	8.33	9.06	8.16	$(2^+)_2^2 \otimes 3^-$	-0.18
$2^+ \otimes 2^+$	0.92	$0^+$	11.23	9.88	11.24	9.46	$(2^+)^3$	-0.31
(11.09)	-0.94	$2^+$	11.27	10.78	11.12	10.61	$(3^-)_2^2 \otimes 2^+$	0.24
	0.94	$4^+$	11.25	10.39	11.25	10.13	$(2^+)^3$	0.24
$D_1 \otimes D_1$	0.97	$0^+$	24.91	24.42	24.90	24.40	$(D_1)_0^2 \otimes M_1$	0.11
(24.87)	0.96	$2^+$	24.68	24.29	24.68	24.27	$3^- \otimes O$	0.19
$D_1 \otimes Q_1$	-0.96	$1^-$	24.07	23.73	24.02	23.71	$(3^-)_2 \otimes D_1$	0.17
(24.03)	0.98	$2^-$	23.97	23.82	23.97	23.80	$(3^-)_2^2 \otimes D_1$	-0.16
	0.96	$3^-$	24.03	23.74	24.03	23.71	$(2^+)_2^2 \otimes D_1$	0.18
$Q_1 \otimes Q_1$	-0.94	$0^+$	23.20	22.92	23.20	22.86	$(3^-)_2^2 \otimes Q_1$	-0.24
(23.20)	0.95	$2^+$	23.23	23.17	23.18	23.14	$(3^-)_2^2 \otimes Q_1$	0.22
	-0.95	$4^+$	23.26	23.10	23.26	23.07	$(3^-)_2^2 \otimes Q_1$	-0.22
$M_1 \otimes D_1$	-0.94	$1^-$	26.05	25.35	26.02	25.28	$(M_1)_0^2 \otimes D_1$	-0.20
(26.05)								
$M_1 \otimes Q_1$	-0.92	$2^+$	25.25	24.77	25.22	24.66	$(3^-)_2^2 \otimes M_1$	-0.20
(25.21)								
$M_1 \otimes M_1$	0.74	$0^+$	27.52	26.23	27.28	25.95	$(2^+)_0^2 \otimes M_2$	0.54
(27.22)								

La différence la plus remarquable entre les deux noyaux est que les rôles joués par la RGM et la RGQ sont inversés, puisque c'est cette dernière qui domine dans le  $^{208}\text{Pb}$ . La réduction de l'importance de la RGM peut provenir du fait que les vibrations de surface ont lieu sans affecter le volume total des noyaux de grande taille. Par exemple, les éléments de matrice entre l'état  $|Q_1 \otimes Q_1\rangle$  avec  $|Q_1 \otimes Q_1 \otimes Q_1\rangle$ ,  $|Q_1 \otimes Q_1 \otimes M_1\rangle$ ,  $|Q_1 \otimes Q_1 \otimes M_2\rangle$ ,  $|3^- \otimes 3^- \otimes Q_1\rangle$  sont respectivement 1.81 MeV, -1.29 MeV, -0.97 MeV et 0.94 MeV. Le facteur entre l'élément  $\langle Q_1 \otimes Q_1 | \mathcal{H}_{21} | Q_1 \otimes Q_1 \otimes Q_1 \rangle$  et l'élément de matrice  $\langle Q_1 | \mathcal{H}_{21} | Q_1 \otimes Q_1 \rangle$  (cf. table 5.1) est le facteur de Bose  $\sqrt{6}$ .

Enfin considérons l'état propre dans lequel  $|Q_1 \otimes Q_1\rangle$  a le plus grand coefficient du vecteur propre. Le second coefficient le plus important est dû à  $|3^- \otimes 3^- \otimes Q_1\rangle$ . De même

les éléments de matrice entre  $|2^+ \otimes 2^+\rangle$  et  $|(2^+ \otimes 2^+)_0 \otimes Q_1\rangle$ ,  $|2^+ \otimes 2^+ \otimes 2^+\rangle$  sont respectivement -1.05 MeV et -1.02 MeV, tandis que le plus grand coefficient de mélange  $c_1$  (cf. tableau 5.4) est donné par l'état  $|3^- \otimes 3^- \otimes 2^+\rangle$ . Ainsi les états à trois phonons impliquant des modes de basse énergie comme le  $3^-$  ou le  $2^+$  sont souvent les états les plus mélangés aux fonctions d'onde des états à deux phonons présentés. Ceci est dû à la proximité en énergie entre les états à deux phonons et les états à trois phonons formés avec ces états de basse énergie. Le dénominateur de la correction au premier ordre au vecteur propre dans le cadre de la théorie des perturbations est simplement relié à la différence en énergie entre les deux états considérés :

$$c = \frac{\langle \varphi_j | V | \varphi_i \rangle}{E_i^0 - E_j^0} \quad (5.49)$$

. Si les états sont proches en énergie, le dénominateur est plus petit, la correction au vecteur propre est donc grande. Les couplages d'un état à deux phonons avec les états à trois phonons d'énergie très supérieure à la sienne voient leur contribution au vecteur propre réduite par la grande différence en énergie entre les deux états considérés.

### 5.3.6 Remarques générales

Si nous analysons maintenant la levée de dégénérescence des multiplets des états à deux phonons, nous pouvons voir qu'elle reste faible pour les états composés de RG alors qu'elle peut aller jusqu'à 1 MeV de différence entre les états d'un multiplet pour les états composés de vibrations de basse énergie. Si nous comparons l'ordre des états d'un multiplet et l'écart entre ces états obtenus avec le premier ordre des perturbations et dans le calcul complet, nous voyons qu'ils restent pratiquement inchangés. Ainsi, les éléments de matrice diagonaux de l'interaction résiduelle sont responsables de ces écarts et de l'ordre des différents membres d'un multiplet.

Concentrons-nous sur les coefficients de mélange entre les états induits par l'interaction résiduelle. Dans les tableaux 5.2 et 5.4 sont présentés les coefficients de mélange des deux principales composantes d'un nouvel état propre. La première remarque est qu'une composante  $c_0$  (voir tableaux 5.2 et 5.4) dans le nouveau vecteur propre est toujours beaucoup plus importante que les autres, expliquant le succès de l'approche perturbative. Le second point important est l'observation de grands coefficients de mélange, entre 0.2 et 0.4 ou plus dans le  $^{40}\text{Ca}$ , et 0.15 à 0.3 dans le  $^{208}\text{Pb}$ . Ces résultats peuvent avoir de grandes conséquences dans le processus d'excitation, ce que nous étudierons dans un prochain travail.

Il est intéressant de mentionner que dans quelques cas, un état à trois phonons apparaît avec une grande amplitude dans la fonction d'onde d'un état principalement à deux phonons, alors que l'interaction résiduelle ne les couple pas directement. Il s'agit même de la seconde composante principale de l'état dans quelques cas ce que l'on peut voir dans le tableau 5.2 pour le  $^{40}\text{Ca}$  (les états  $|(D_1)_0^2\rangle$  et  $|M_2 \otimes Q_1\rangle$ ) et dans le tableau 5.4 pour

le  $^{208}\text{Pb}$  (l'état  $|(M_1)^2 >$ ). Ceci peut avoir lieu car les éléments de matrice diagonaux du Hamiltonien des configurations à deux et trois phonons sont proches en énergie et les éléments de matrice couplant ces derniers à d'autres configurations sont importants. Une situation similaire est observée dans le  $^{208}\text{Pb}$  pour deux états à un phonon principalement, qui ont pour seconde composante principale une configuration à trois phonons alors que notre Hamiltonien ne couple pas directement des états différents d'un nombre de phonons supérieur à un. C'est le cas pour l'état dont la composante principale est  $|M_1 >$ , avec une amplitude  $c_0 = -0.79$ , et pour lequel la seconde composante principale est  $|(3^-)_2^2 \otimes 2^+ >$  avec  $c_1 = 0.55$ . Ces deux composantes ont des grands éléments de matrice avec l'état à deux phonons  $|(3^-)_0^2 >$ . Comment ce mélange de la RGM peut affecter la réponse monopolaire, et donc la compressibilité nucléaire est maintenant à l'étude. Le second cas est celui de la résonance octupolaire de haute énergie  $|O >$  qui est très mélangée avec les états  $|(2^+ \otimes 3^-)_J \otimes Q_1 >$ . L'énergie de ces états ne sont néanmoins décalées que de moins de 100 keV. Ceci est cohérent car ce fort couplage vient d'une quasi-dégénérescence des états considérés.

### 5.3.7 Résumé des résultats : couplages entre états multiphonons

Pour résumer, le spectre des états à deux phonons est très modifié par leur couplage aux états à trois phonons. Tous les états apparaissent mélangés avec les états considérés sur lesquels une RGM ou une RGQ est construite. Ceci est dû au fait que la plupart des éléments de matrice de  $\mathcal{H}_{21}$  les couplant sont grands. De plus, les facteurs de Bose renforcent l'effet de  $\mathcal{H}_{21}$  entre les états à deux et trois phonons. De plus, l'énergie des états à trois phonons est en générale bien plus élevée que celle des états à deux phonons ce qui induit un décalage systématiquement négatif des énergies des états à deux phonons. Ces résultats inattendus peuvent être compris comme une modification de la densité centrale du noyau lors des mouvements de grande amplitude, induisant l'excitation d'un mode volumique. Le cas de la RGQ semble relié à l'extrême collectivité de ce mode conduisant à une réponse quadrupolaire forte à la composante quadrupolaire des non-linéarités du champ moyen.

Il est important de souligner que l'interaction résiduelle responsable des couplages les plus importants ne couple que les états dont le nombre de phonons diffère de un. Bien sûr, ces conclusions impliquent que pour obtenir un spectre correct des états à trois phonons l'espace doit être élargi aux états à quatre phonons. Grâce à la nature perturbative du phénomène observé, l'inclusion des états à quatre phonons ne devrait pas modifier nos conclusions sur les états à deux phonons. Ceci est corroboré par le tableau 5.1, où les énergies des états à un phonon ne sont pratiquement pas affectées par l'extension de la base aux états à trois phonons. Toutefois, compte-tenu des forts éléments de matrice, il nous est apparu intéressant d'effectuer le calcul dans la base des états étendue aux états à quatre phonons.

### 5.3.8 Extension de la base aux états à 4 phonons

Les résultats du calcul des anharmonicités évaluées dans la base incluant les états de un à trois phonons sont claires : on ne peut calculer les anharmonicités des états à trois phonons sans inclure dans le calcul les états à quatre phonons. En revanche cette extension de la base pourrait s'avérer suffisante si l'on considère la faible influence qu'ont exercés les états à trois phonons sur les états à un phonon. De plus le calcul est bien reproduit par la théorie des perturbations au second ordre. L'introduction des états à quatre phonons dans la base de calcul permettrait de tester la convergence de la série en étudiant les effets des états à 4 phonons sur les états à un et deux phonons. En effet les facteurs de Bose dans les éléments de matrice entre les états à 3 et 4 phonons sont très importants. Les états à trois phonons subiraient donc un fort décalage en énergie vers le bas, et leur influence sur les états à deux phonons pourrait s'en trouver modifiée. Nous avons donc décidé d'élargir la base aux états à quatre phonons en suivant les méthodes mises au point pour l'extension de la base aux états à trois phonons.

Les états à quatre phonons sont construits pour un moment angulaire total et une parité donnée (puisque  $J^\pi$  est un bon nombre quantique). Ensuite les nouveaux éléments de matrice impliquant les états à quatre phonons sont calculés de la même manière que précédemment, les contractions de Wick sont effectuées en base découplée et le Hamiltonien est diagonalisé en base couplée. Le nombre d'éléments de matrice différents est plus élevé bien entendu. Le passage en représentation de moment angulaire couplé est effectué également comme précédemment, on couple en premier lieu les deux premiers phonons puis on couple  $J_{12}$  avec  $j_3$  en  $J_{123}$  et enfin avec  $j_4$  pour donner  $J$ . Huit nombres quantiques sont nécessaires pour différencier les états à 4 phonons en base couplée,  $J, M, j_1, j_2, j_3, j_4$ , et nous avons choisi en plus les moments angulaires  $J_{12}$  qui couple  $j_1$  et  $j_2$  et  $J_{123}$ , qui couple  $J_{12}$  et  $j_3$ . Les exceptions sont les cas où l'on a deux phonons égaux et deux autres phonons égaux parmi quatre (on couple les paires de phonons entre elles d'abord), trois phonons identiques parmi quatre (pour lequel on reprend la routine calculée dans le programme précédent) et enfin quatre phonons identiques. Dans ce dernier cas une routine spéciale calcule les coefficients de changement de base en appliquant les opérateurs  $J_{\text{total}}^-$  et  $(j_1^- + j_2^- + j_3^- + j_4^-)$  sur les états  $|JM_{\text{max}}\rangle$  et  $|j_1 m_{1\text{max}} j_2 m_{2\text{max}} j_3 m_{3\text{max}} j_4 m_{4\text{max}}\rangle$  respectivement. Dans tous les cas il faut tenir compte des propriétés de symétrie des phonons qui entrent en jeu lorsque des phonons sont identiques au sein d'un même état.

La matrice du Hamiltonien en base couplée est ensuite diagonalisée et on obtient les nouvelles fonctions propres mélangées :

$$\begin{aligned} |\psi_n\rangle &= \sum_{\nu_1} \alpha_{\nu_1}^n |\nu_1\rangle + \sum_{\nu_1 \nu_2} \alpha_{\nu_1 \nu_2}^n |\nu_1 \nu_2\rangle + \sum_{\nu_1 \nu_2 \nu_3} \alpha_{\nu_1 \nu_2 \nu_3}^n |\nu_1 \nu_2 \nu_3\rangle \\ &+ \sum_{\nu_1 \nu_2 \nu_3 \nu_4} \alpha_{\nu_1 \nu_2 \nu_3 \nu_4}^n |\nu_1 \nu_2 \nu_3 \nu_4\rangle \end{aligned} \quad (5.50)$$

et les énergies propres associées.



Notre première préoccupation dans l'analyse des résultats de ce calcul est d'étudier l'énergie des états à deux phonons calculées dans la nouvelle base. En effet il s'agit de tester la validité du calcul dans la base limitée aux états à trois phonons. L'objectif suivant consistera à analyser les décalages en énergie des états à trois phonons dus à la présence des états à quatre phonons. Il sera intéressant d'observer les rôles des RGM et RGQ et de voir si les facteurs de Bose conduisent à des anharmonicités encore plus importantes. Une première étude des anharmonicités des états à trois phonons est présentée.

### 5.3.9 Influence de l'inclusion des états à quatre phonons dans la base de calcul sur les anharmonicités des états à deux phonons

Dans la table (5.5), on retrouve les éléments de la table (5.2), complétés par les énergies des états considérés obtenues dans le nouveau calcul et la nouvelle seconde composante principale du vecteur propre.

Nous remarquons que le décalage supplémentaire imposé aux états à deux phonons est faible comparé au décalage initial induit par les états à trois phonons. De plus ce nouveau décalage est toujours dans le même sens, vers les basses énergies. La seconde remarque concerne les secondes composantes les plus importantes dans les nouveaux vecteurs propres  $c_1$ . Le coefficient de mélange est un peu plus élevé mais surtout, le rôle de la RGM et de la RGQ est renforcé. On n'observe quasiment plus de grands coefficients de mélange  $c_1$  (cf. table 5.5) des états à deux phonons avec des états à trois phonons proches en énergie. Ils sont au contraire plus influencés par les états éloignés en énergie et dont le nombre de phonons diffère de une unité. Par exemple, le vecteur propre dont la composante principale est l'état à deux phonons  $|M_2 \otimes Q_1\rangle$  dans le calcul se limitant aux états à trois phonons, a pour seconde composante principale dans le vecteur propre  $c_1$  l'état  $|(O_1)_2^2 \otimes M_1\rangle$  tandis que dans le calcul incluant les états à quatre phonons c'est l'état  $|(M_2)^2 \otimes Q_1\rangle$  qui a la seconde composante principale dans le vecteur propre. En effet les états à trois phonons ont été poussés vers le bas par les états à quatre phonons, et les quasi-dégénérescences énergétiques entre états à deux phonons et états à trois phonons levées. Les coefficients de mélange les plus grands sont donc ceux dont l'élément de matrice correspondant est le plus important. Ceci est tout à fait compréhensible en étudiant la correction au vecteur propre dans le cadre de la théorie des perturbations au premier ordre (cf. éq. 5.49). Si l'état considéré est un état à deux phonons, on voit que la correction au vecteur propre est grande si l'élément de matrice au numérateur est élevé ou si le dénominateur est petit. Or les états qui étaient proches en énergie dans le calcul précédent sont plus éloignés du fait du décalage des états à trois phonons, ce sont donc les cas où le numérateur est grand qui l'emportent. Les plus grands éléments de matrice étant ceux qui impliquent la RGM, ces mêmes états jouent également un rôle dans les nouveaux vecteurs propres.

TAB. 5.5: Même table que la table 5.2 dans laquelle on a ajouté les résultats calculés dans la base à 4 phonons et la seconde composante principale dans les vecteurs propres obtenus avec le nouveau calcul.

Composante principale	$c_0$	$J^\pi$	$\leq 2ph$	$\leq 3ph$	$\leq 4ph$	$1^{er}$ <i>ordre</i>	$2^{nd}$ <i>ordre</i>	$2^{nde\ composante}$ principale	$c_1$ $\leq 3ph$	$2^{nde\ composante}$ $\leq 4ph$	$c_1$ $\leq 4ph$
$3^- \otimes 3^-$ (9.88)	-0.91 -0.96 -0.96 -0.96	$0^+$ $2^+$ $4^+$ $6^+$	10.96 10.63 9.85 10.88	9.27 8.89 8.10 9.12	8.77 8.43 7.64 8.67	12.12 10.66 9.86 10.88	9.20 8.75 7.96 8.99	$M_1$ $(3^-)_2^2 \otimes M_2$ $(3^-)_4^2 \otimes M_2$ $(3^-)_6^2 \otimes M_2$	0.21 -0.21 -0.21 -0.21	$(3^-)^2 \otimes M_2$ $(3^-)^2 \otimes M_2$ $(3^-)^2 \otimes M_2$ $(3^-)^2 \otimes M_2$	-0.25 -0.25 0.25 0.25
$D_1 \otimes D_1$ (35.56)	-0.92 -0.96	$0^+$ $2^+$	35.27 35.10	33.71 33.66	33.35 33.33	35.25 35.06	33.59 33.59	$(3^-)_0^2 \otimes M_2$ $(D_1)_2^2 \otimes M_2$	-0.22 -0.17	$(D_1)^2 \otimes M_2$ $(D_1)^2 \otimes M_2$	-0.20 -0.18
$D_1 \otimes Q_1$ (34.69)	0.95 0.96 -0.96	$1^-$ $2^-$ $3^-$	34.83 34.56 34.67	33.35 33.22 33.13	33.05 32.92 32.82	34.72 34.56 34.67	33.24 33.16 33.02	$(M_2 \otimes D_1)_1 \otimes Q_1$ $(M_2 \otimes D_1)_1 \otimes Q_1$ $(M_2 \otimes D_1)_1 \otimes Q_1$	0.19 0.19 -0.19	$(M_2 \otimes D_1) \otimes Q_1$ $(M_2 \otimes D_1) \otimes Q_1$ $(M_2 \otimes D_1) \otimes Q_1$	0.21 -0.22 0.22
$Q_1 \otimes Q_1$ (33.82)	-0.87 0.84 0.90	$0^+$ $2^+$ $4^+$	33.88 33.82 34.02	32.47 32.47 32.61	32.03 32.01 32.18	33.83 33.82 34.02	32.27 32.26 32.44	$(Q_1 \otimes 3^-)_3 \otimes O_1$ $(Q_1 \otimes 3^-)_5 \otimes O_1$ $(Q_1 \otimes 3^-)_5 \otimes O_1$	0.32 -0.38 -0.32	$(Q_1)^2 \otimes M_2$ $(Q_1)^2 \otimes M_2$ $(Q_1)^2 \otimes M_2$	-0.24 -0.24 -0.24
$M_2 \otimes D_1$ (40.25)	-0.89	$1^-$	40.26	38.14	37.72	40.05	37.65	$(M_2)_0^2 \otimes D_1$	0.26	$(M_2)^2 \otimes D_1$	-0.29
$M_2 \otimes Q_1$ (39.38)	-0.73	$2^+$	39.62	37.34	36.50	39.35	36.80	$(O_1)_2^2 \otimes M_1$	0.40	$(M_2)^2 \otimes Q_1$	-0.32
$M_2 \otimes M_2$ (44.94)	0.67	$0^+$	45.60	42.76	41.15	44.87	41.18	$(O_1)_0^2 \otimes M_2$	-0.55	$(M_2)^3$	-0.38

### 5.3.10 Premiers résultats sur les anharmonicités des états à trois phonons

La table 5.6 présente quelques exemples d'états à trois phonons calculés dans la nouvelle base.

Les anharmonicités des états à trois phonons sont toujours bien reproduites par l'énergie calculée dans le cadre de la théorie des perturbations au second ordre. La correction à l'énergie comparée à l'énergie harmonique est toujours négative. Ceci signifie que la correction à l'énergie est donnée principalement par les états à quatre phonons, qui poussent les états à trois phonons vers le bas, comme on peut le comprendre en regardant la correction à l'énergie au second ordre des perturbations de l'équation 5.46. Si l'état considéré est un état à trois phonons, les éléments de matrice les plus grands sont ceux qui couplent les états à trois et à quatre phonons. Ceci est dû aux propriétés de symétrie des phonons, qui obéissent à la statistique de Bose (voir calcul dans la base limitée aux états à trois phonons). Le signe de la correction à l'énergie est donné par le dénominateur de l'équation 5.46, qui est la différence entre l'énergie de l'état à trois phonons considéré et les états à 4 phonons qui sont presque tous plus grands en énergie.

Comme dans le calcul précédent, les plus grands éléments de matrice sont ceux qui

TAB. 5.6: Tableau contenant les résultats du calcul dans la base à un, deux, trois et quatre phonons concernant les états à trois phonons. Dans la première colonne se trouve l'état dont la composante est principale du vecteur propre. L'énergie harmonique de cet état est également mentionnée et les chiffres en italique représentent l'élément de matrice entre cet état et l'état qui figure dans la colonne 6. Dans la colonne suivante cette composante est précisée. Ensuite le spin total et sa parité totale de l'état sont précisés. L'énergie propre de cet état est dans la colonne suivante et est comparée à l'énergie calculée avec la théorie des perturbations au second ordre juste après. Enfin dans les deux dernières colonnes se trouvent les états de grande composante dans le vecteur propre considéré.

Composante principale	$c_0$	$J^\pi$	$\leq 4ph$	$2^{nd}$ ordre	composantes principales	$c_i$
$M_1 \otimes M_1 \otimes M_1$	-0.499	$0^+$	53.12	50.47	$M_1 \otimes 3^- \otimes 3^-$	-0.42
54.74					$M_1 \otimes 3^- \otimes O_1$	0.41
					$M_1 \otimes M_1 \otimes M_2$	0.26
-7.08					$M_1 \otimes M_1 \otimes M_1 \otimes M_2$	0.05
-9.04					$M_1 \otimes M_1 \otimes M_1 \otimes M_1$	0.22
$D_1 \otimes D_2 \otimes Q_1$	0.837	$0^+$	53.55	53.19	$D_1 \otimes D_2 \otimes 3^- \otimes O_1$	-0.25
56.72 (-6.77)					$M_2 \otimes D_1 \otimes D_2 \otimes Q_1$	0.233
					$Q_1 \otimes Q_1 \otimes O_1 \otimes O_1$	0.23
-4.22					$M_1 \otimes D_1 \otimes D_2 \otimes Q_1$	0.17
$(D_1 \otimes D_2)_0 \otimes Q_1$	-0.37	$2^+$	53.37	53.09	$(D_1 \otimes D_2)_? \otimes Q_1$	0.32
56.72					$(Q_1 \otimes Q_1)_? \otimes O_1 \otimes O_1$	0.355
					$(Q_1 \otimes Q_1)_? \otimes O_1 \otimes O_1$	0.34
					$(Q_1 \otimes Q_1)_? \otimes O_1 \otimes O_1$	0.36
					$(Q_1 \otimes Q_1)_? \otimes O_1 \otimes O_1$	0.31
					$(Q_1 \otimes Q_1)_? \otimes O_1 \otimes O_1$	-0.2
-4.22					$M_1 \otimes D_1 \otimes D_2 \otimes Q_1$	-0.07
-6.77					$M_2 \otimes D_1 \otimes D_2 \otimes Q_1$	-0.10

couplent un état à trois phonons et un état à 4 phonons construit avec la superposition de l'état à trois phonons considéré et une RGM. Les éléments de matrice les plus importants sont observés lorsqu'il s'agit de la  $RGM_2$ , plus collective.

En ce qui concerne les coefficients de mélange des multiphonons dans les nouveaux vecteurs propres, la situation est un peu différente. On distingue deux comportements principaux qui s'expliquent encore en faisant appel à la correction au vecteur propre dans le cadre de la théorie des perturbations au premier ordre (eq. 5.49). On trouve de grands coefficients  $c_1$  lorsque les éléments de matrice couplant les états considérés sont grands, donc lorsque un état à trois phonon est couplé à un état à 4 phonons constitué de cet état à trois phonons sur lequel est superposé un mode monopolaire, et lorsque la différence en énergie entre l'état à trois phonons considéré et les autres états sont petites. Dans

ce dernier cas, de grands coefficients  $c_1$  sont observés aussi bien avec des états à trois phonons que des états à quatre phonons proches en énergie. En ce qui concerne les états à deux phonons, ce dernier effet a été réduit par l'inclusion des états à 4 phonons, car ceux-ci lèvent la quasi-dégénérescence en énergie entre les états à deux phonons et certains états à trois phonons. On peut donc penser, que l'inclusion d'états à 5 phonons lèverait également la quasi-dégénérescence en énergie entre les états à trois phonons et certains états à 4 phonons, diminuant ainsi le rôle de ces derniers dans les vecteurs propres. Dans ce cas, le rôle des états à 4 phonons impliquant la monopolaire dans les vecteurs propres serait accentué.

Un autre fait remarquable est l'observation de forts coefficients  $c_1$  d'un état à 4 phonons dans la fonction d'onde d'un état principalement à trois phonons, alors que l'interaction résiduelle ne les couple pas directement. On peut voir un de ces exemples dans le tableau (5.6), où l'état principalement  $(D_1 \otimes D_2)_0 \otimes Q_1$  a une composante principale  $c_0$  très faible (-0.37) car il est très mélangé avec les états  $(D_1 \otimes D_2)_{J_{12}} \otimes Q_1$  de nombre quantique  $J_{12}$  différents, et également avec tous les états  $(Q_1)_{J_{12}}^2 (O_1)_{J_{34}}^2$  de spins intermédiaires  $J_{12}$  et  $J_{34}$  différents. Or ces derniers ne sont pas couplés directement à  $(D_1 \otimes D_2)_0 \otimes Q_1$  directement avec notre Hamiltonien.

Une étude plus approfondie des résultats de ce calcul est nécessaire, mais nous pouvons d'ores et déjà tirer quelques traits importants concernant les états à trois phonons. Les anharmonicités des états à trois phonons sont bien estimées dans le calcul incluant les états à 4 phonons dans la base, si l'on se réfère au caractère perturbatif des décalages en énergie et aux observations concernant les états à deux phonons. Les énergies de ces derniers ne sont pratiquement pas affectées par l'inclusion des états à 4 phonons. En ce qui concerne les coefficients de mélange entre les états dans les nouvelles fonctions propres, la situation est un peu différente. On voit que l'inclusion des états à 4 phonons a modifié un peu les composantes  $c_1$  des vecteurs propres des états à deux phonons. Les observations effectuées sur les composantes  $c_1$  dans les nouveaux états à trois phonons laissent penser que le rôle des états impliquant les RGM serait accentué par l'inclusion des états à 5 phonons. L'influence des variations des composantes des vecteurs propres entre les bases à trois et quatre phonons peut être testée en calculant les sections efficaces des états à deux phonons dans ces deux bases.

## 5.4 Conclusions et Perspectives

Nous avons calculé les anharmonicités des états à deux phonons dans une base élargie jusqu'aux états à trois et à quatre phonons. Le décalage est principalement dû à l'interaction résiduelle  $H_{21}$  entre états dont le nombre de phonons diffère de un, même dans la base incluant les états à quatre phonons. Ces résultats sont très généraux et ne dépendent ni du noyau comme nous l'avons vu dans le Ca et le Pb, ni de la force de Skyrme utilisée. L'effet imprimé par les états à trois phonons sur les états à deux phonons est bien

reproduit par la théorie des perturbations au second ordre ce qui confirme les conclusions précédentes. Les états à quatre phonons ont un effet beaucoup plus faible sur les états à deux phonons que les états à trois phonons. Pour calculer des états à  $n$  phonons il suffit de se placer dans la base incluant les états à  $(n+1)$  phonons. Deux modes vibrationnels jouent un rôle important dans ces résultats, ce sont les RGM et RGQ. En effet les éléments de matrice les plus importants sont ceux qui couplent un état à deux phonons avec l'état à trois phonons construit avec cet état à deux phonons sur lequel une RGM ou une RGQ est superposée. La RGM joue un grand rôle dans le  $^{40}\text{Ca}$ , tandis que la RGQ est plus sollicitée dans le  $^{208}\text{Pb}$ , ce qui peut être expliqué par la taille des noyaux et la difficulté à modifier la densité centrale d'un grand noyau comme le Pb. Un calcul TDHF récemment effectué confirme les couplages observés entre les modes quadrupolaire et dipolaire et le mode monopolaire pour différentes forces de Skyrme [163].

Il est important de voir si les autres approches de calcul d'anharmonicités, notamment avec des forces qui ne sont pas de type Skyrme, confirment nos résultats.

## 5.5 Calcul de section efficace

Pour obtenir des résultats théoriques comparables à l'expérience, il est nécessaire de non seulement étudier le spectre des états mais surtout d'en calculer la probabilité d'excitation. Dans la suite, je vais présenter les méthodes employées par notre collaboration pour calculer les sections efficaces inélastiques. Nous débuterons par la définition du champ externe linéaire puis nous ajouterons des non-linéarités toujours grâce aux méthodes d'expansion en bosons. Nous introduirons le modèle optique et la méthode des voies couplées. Enfin nous aborderons les résultats d'un calcul théorique très récent qui s'intéresse justement à notre réaction  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  à 50 A.MeV.

### 5.5.1 Le champ externe linéaire

Dans une collision périphérique entre deux ions A et B, pour des paramètres d'impact au delà du paramètre d'effleurement, les densités des deux noyaux se recouvrent très peu, le Hamiltonien associé au système peut alors être approximé par :

$$\begin{aligned} H(t) &= H_A(t) + H_B(t) \\ H_A(t) &= H_A^0 + \sum_{i,j} \langle i | U_B(\vec{R}(t)) | j \rangle a_i^\dagger a_j = H_A^0 + W_A(t) \end{aligned} \quad (5.51)$$

$H_A^0$  représente le Hamiltonien intrinsèque du noyau A et  $W_A(t)$  décrit l'excitation du noyau A par le champ moyen du noyau B qui dépend du temps à travers la distance relative entre les centres de masse des deux noyaux  $\vec{R}(t)$ . L'expression de  $H_B(t)$  est identique à celle de  $H_A(t)$  sous l'échange des indices A et B. La somme dans (5.52) porte sur tous les états à une particule.

Dans l'hypothèse où le champ externe induit de petites variations de la densité seuls les termes particule-trou (p-t) contribuent à  $W_A(t)$  :

$$W_A(t) = \sum_{pt} \langle p|U_B(\vec{R}(t))|t\rangle a_p^\dagger a_t + h.c. \quad (5.52)$$

En introduisant la même transformation en bosons (5.28) et (5.29) puis de la transformation de Bogoliubov, l'expression (5.52) devient :

$$W_A(t) = \sum_{\nu} W_{\nu}^{10}(t) Q_{\nu}^\dagger + h.c. \quad (5.53)$$

où  $W_{\nu}^{10}(t) = \sum_{\nu} [\langle p|U_B(t)|t\rangle X_{pt}^{\nu} + \langle t|U_B(t)|p\rangle Y_{pt}^{\nu}]$ . On remarque que le champ externe est linéaire dans les opérateurs de création et d'annihilation de bosons  $Q_{\nu}^\dagger$  et  $Q_{\nu}$ . Ceci implique que l'excitation d'une double RG est un processus en deux étapes. Selon les expressions de  $H_{QB}$  et de  $W_A(t)$ , dans (5.52),  $H_A^0$  est harmonique et  $W_A(t)$  est linéaire. Dans ce cas, l'équation de Schrödinger dépendante du temps :

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\psi(t)\rangle = H_A(t) |\psi(t)\rangle \quad (5.54)$$

est soluble exactement. La fonction d'onde associée au noyau A,  $\psi(t)$ , est alors à chaque instant t égale à l'état cohérent de l'oscillateur harmonique [38] :

$$|\psi(t)\rangle = \prod_{\nu} e^{-\frac{1}{2}|I_{n_{\nu}}(t)|^2} \frac{[I_{n_{\nu}}(t)]^{2n_{\nu}}}{n_{\nu}!} e^{-in_{\nu}E_{\nu}t} (Q_{\nu}^\dagger)^{n_{\nu}} |\psi_0\rangle \quad (5.55)$$

où  $I_{n_{\nu}}(t) = \int_{-\infty}^t W_{\nu}^{10}(t') e^{-in_{\nu}E_{\nu}t'} dt'$  est l'intégrale calculée le long de la trajectoire relative des deux ions A et B. Il s'agit d'un traitement semi-classique, les trajectoire des noyaux sont calculées classiquement tandis que les champs internes et externes sont décrits quantiquement. (Cette approche est bien justifiée lorsque la longueur d'onde de De Broglie est petite  $\lambda = 1/k = \hbar/mv$ , ce qui est vérifié dans les systèmes étudiés dans la suite.) On en déduit que, lors d'une excitation, la probabilité de trouver le noyau A dans un état excité  $|n_{\nu}\rangle$  est donnée par une loi de Poisson [38] :

$$P_{n_{\nu}} = \langle n_{\nu}|\psi(t)\rangle = e^{|I(\infty)|^2} \frac{(|I(\infty)|^2)^{n_{\nu}}}{n_{\nu}!} \quad (5.56)$$

où l'on a utilisé  $|1_{\nu}\rangle = Q_{\nu}^\dagger|0\rangle$  et  $|\nu\nu'\rangle = (1 + \delta_{\nu\nu'})^{-1/2} Q_{\nu}^\dagger Q_{\nu'}^\dagger|0\rangle$ .

### 5.5.2 Limitations du modèle harmonique et linéaire

Nous avons vu que le modèle des quasi-bosons est basé sur les équations (5.26) et (5.53). Les deux limitations les plus importantes de ce modèle sont :

- Le spectre des niveaux excités est construit à l'aide de la RPA. Il est donc harmonique. De ce fait, l'énergie d'un double phonon est simplement donnée par la somme des énergies de phonons qui la constituent et sa fonction d'onde est le produit des fonctions d'onde des deux phonons constitutifs. L'interaction résiduelle entre les phonons ainsi que le principe d'exclusion de Pauli sont négligés.

- Le champ externe est linéaire dans les opérateurs de création et d’annihilation de boson. Ceci est dû au fait que les termes pp et tt ont été négligés.

Dans la plupart des calculs réalisés jusqu’à présent, ces deux approximations ont été faites.

### 5.5.3 Inclusion de non-linéarités dans le champ externe

En ce qui concerne le champ externe  $W_A(t)$ , l’inclusion des termes pp, tt correspond à l’inclusion de termes quadratiques dans les opérateurs  $b_{pt}^\dagger, b_{pt}$ . On déduit après la transformation de Bogoliubov (5.25), l’expression du champ exciteur :

$$W_A(t) = W_{00} + \sum_{\nu} W_{\nu}^{10}(t) Q_{\nu}^{\dagger} + h.c. + \sum_{\nu, \nu'} W_{\nu, \nu'}^{11}(t) Q_{\nu}^{\dagger} Q_{\nu'} + \sum_{\nu, \nu'} W_{\nu, \nu'}^{20}(t) Q_{\nu}^{\dagger} Q_{\nu'}^{\dagger} + h.c. \quad (5.57)$$

où les coefficients des termes non linéaires sont donnés par les relations :

$$\begin{aligned} W_{\nu, \nu'}^{11}(t) &= \sum_{pt, p't'} [\langle p|U_B(t)|p'\rangle \delta_{tt'} - \langle t|U_B(t)|t'\rangle \delta_{pp'}] (X_{pt}^{\nu*} X_{p't'}^{\nu'} + Y_{pt}^{\nu*} Y_{p't'}^{\nu'}) \quad (5.58) \\ &= \sum_{pt, p't'} (W_{pp'} \delta_{tt'} - W_{tt'} \delta_{pp'}) (X_{pt}^{\nu*} X_{p't'}^{\nu'} + Y_{pt}^{\nu*} Y_{p't'}^{\nu'}) \\ W_{\nu, \nu'}^{20}(t) &= \sum_{pt, p't'} [\langle p|U_B(t)|p'\rangle \delta_{tt'} - \langle t|U_B(t)|t'\rangle \delta_{pp'}] (X_{pt}^{\nu*} Y_{p't'}^{\nu'}) \\ &= \sum_{pt, p't'} (W_{pp'} \delta_{tt'} - W_{tt'} \delta_{pp'}) (X_{pt}^{\nu*} Y_{p't'}^{\nu'}) \end{aligned}$$

$W_{00}$  représente l’interaction des deux noyaux dans leur état fondamental. La partie  $W_{10}$  connecte des états dont le nombre de phonons diffère de une unité. L’inclusion des termes  $W_{11}$  et  $W_{20}$  dans le champ externe ouvre de nouvelles possibilités dans le mécanisme d’excitation des doubles phonons. Plus précisément le terme  $W_{11} Q_{\nu}^{\dagger} Q_{\nu'}$  permet des transitions entre états excités ayant le même nombre de phonons et le terme  $W_{20} Q_{\nu}^{\dagger} Q_{\nu'}^{\dagger}$  introduit des transitions directes de l’état fondamental à un double phonon en agissant sur les corrélations dans le fondamental RPA. A partir des relations (5.35) et (5.57), le Hamiltonien total (5.52) s’écrit maintenant :

$$H_A(t) = H_Q + W_A(t) \quad (5.59)$$

Par conséquent, la solution de l’équation de Schrödinger dépendante du temps n’est plus un état cohérent (5.55). Les probabilités de trouver le système dans un état excité  $|\nu\rangle$ , lors d’une excitation, ne sont plus données par une loi de Poisson. Par contre la seule inclusion des non-linéarités dans le champ externe ne modifie pas la loi de Poisson si le Hamiltonien dépendant du temps est au plus quadratique dans les opérateurs de phonons [87].

### 5.5.4 Le modèle optique

Le modèle optique a fait ses preuves dans la description des collisions nucléaires élastiques, inélastiques, des excitations coulombiennes... [164]. Dans le cadre du modèle optique, l'interaction nucléaire dans une collision élastique est généralement décrite par un potentiel optique possédant une partie réelle et une partie imaginaire :

$$V_n(\vec{r}) = U_n(\vec{r}) - iW(\vec{r}) \quad (5.60)$$

La partie réelle  $U_n(\vec{r})$  représente les forces nucléaires agissant entre les deux noyaux tandis que la partie imaginaire décrit l'absorption de flux du canal élastique par les autres réactions en compétition.

Si  $\psi(\vec{r}, t)$  est une fonction d'onde décrivant le mouvement relatif des deux noyaux sous l'influence du potentiel optique alors :  $\rho(\vec{r}, t) = |\psi(\vec{r}, t)|^2$  est la densité de probabilité de les trouver chacun dans leur état fondamental avec la coordonnée relative  $\vec{r}$  et  $\vec{j}(\vec{r}, t) = (\hbar/2mi)(\psi^*(\vec{r})\Delta\psi(\vec{r}) - \psi(\vec{r})\Delta\psi^*(\vec{r}))$  est le courant de probabilité. L'évolution de la fonction d'onde  $\psi(\vec{r}, t)$  est décrite par l'équation de Schrödinger dépendante du temps et on peut montrer que :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \vec{j} = -\frac{2W(\vec{r})}{\hbar} \rho(\vec{r}) \quad (5.61)$$

Le membre de droite de l'équation (5.61) représente la perte de probabilité du canal élastique au profit d'autres canaux, et  $2W(\vec{r})/\hbar$  est la probabilité de transition hors du canal élastique par unité de temps. Il est clair à partir de cette interprétation physique que  $W(\vec{r})$  doit être positif et si  $W = 0$ , on retrouve la stricte conservation du courant de probabilité.

La partie réelle du potentiel optique est fréquemment déduite de l'interaction deux à deux entre les nucléons du projectile et de la cible en effectuant un double produit de convolution ("double folding") sur les densités des deux noyaux (Satchler et Love, 1979 [165]). Le potentiel de double produit de convolution peut être écrit comme :

$$U_n(\vec{r}) = \int d\vec{r}_1 \rho_1(\vec{r}_1) \int d\vec{r}_2 \rho_2(\vec{r}_2) v(\vec{r}_{12}) \quad (5.62)$$

où  $\rho_i$  est la distribution de densité des nucléons dans l'état fondamental du  $i^{ime}$  noyau.  $v(\vec{r}_{12})$  est un potentiel effectif entre un nucléon dans le premier noyau et un nucléon dans le second noyau de position relative  $\vec{r}_{12}$ . Des choix variés de cette interaction effective ont été considérées par Satchler et Love (1979). Lorsque l'on compare le potentiel aux données expérimentales, celui-ci est en général multiplié par un facteur qui est choisi pour donner le meilleur ajustement aux données et traduit les corrélations négligées dans cette approche en champ moyen.

Le potentiel de transition  $\Delta U(\vec{r})$  qui décrit les diffusions inélastiques se calcule à partir de l'élément de matrice de transition  $\langle f|v|i \rangle$ , où  $i$  représente l'état fondamental du noyau et  $f$  l'état final excité considéré. On en déduit une expression similaire à l'équation



(5.62) où les distributions de densité sont remplacées par les densités de transition  $\delta\rho$  des noyaux.

L'interaction noyau-noyau totale comprend une partie coulombienne et une partie nucléaire :  $V(r) = V_n(r) + V_C(r)$ . La meilleure façon de calculer la partie coulombienne est d'utiliser la formule de convolution semblable à (5.62) où  $v$  est remplacé par l'interaction coulombienne répulsive entre des charges ponctuelles et  $\rho_1$  et  $\rho_2$  remplacés par les densités de charges des deux noyaux.

Souvent, en raison du temps des calculs numériques qu'entraîne la méthode de la double convolution, beaucoup d'études de diffusions élastiques utilisent des paramétrisations simples pour  $U_n$ , comme par exemple le potentiel de Woods-Saxon :  $U_n(r) = -V_0/(1 + e^{((r-R)/a)})$ , où  $a$  est la diffusivité,  $R$  le rayon et  $V_0$  la profondeur. La partie imaginaire inclut aussi un potentiel de Woods-Saxon (terme de volume) et sa dérivée (terme de surface). Ces paramètres sont ajustés sur les données existantes ou bien sur le résultat d'une double convolution (JLM). L'inconvénient de telles méthodes est qu'elles ne prennent pas en compte le réajustement des densités au cours de la réaction.

### 5.5.5 Méthode des équations (voies) couplées

En premier lieu il faut résoudre l'équation de Schrödinger statique pour un Hamiltonien  $H$  afin de déterminer les fonctions propres  $|\phi_j\rangle$  et leurs valeurs propres associées  $E_j$ . La fonction d'onde  $|\psi(t)\rangle$  est alors exprimable comme une superposition linéaire des fonctions propres  $|\phi_j\rangle$  relatives aux énergies  $E_j$  ( $\hbar = 1$ ) :

$$|\psi(t)\rangle = \sum_j A_j(t) e^{-iE_j t} |\phi_j\rangle \quad (5.63)$$

Pour étudier l'excitation du système dû à un champ externe  $W(t)$ , il faut résoudre l'équation de Schrödinger dépendante du temps :

$$[H + W(t)]|\psi(t)\rangle = i \frac{\partial}{\partial t} |\psi\rangle \quad (5.64)$$

Après l'introduction de  $|\psi(t)\rangle$  dans cette dernière équation, celle-ci se décompose en un système d'équations différentielles du premier ordre, couplées entre elles, qui concerne les amplitudes  $A_j(t)$  ( $\hbar = 1$ ) :

$$\dot{A}_j(t) = -i \sum_{j'} e^{i(E_j - E_{j'})t} \langle \phi_j | W(t) | \phi_{j'} \rangle A_{j'}(t) \quad (5.65)$$

Cette méthode est aussi connue sous le nom de méthode des voies couplées [50]. Cet ensemble d'équations est résolu à l'aide de la méthode de Runge-Kutta [161, 166, 73]. Les coefficients  $A_j(t) = \langle \phi_j | \psi(t) \rangle e^{iE_j t}$  au temps  $= +\infty$  sont les amplitudes d'excitation après la collision. La probabilité d'exciter l'état  $\phi_j$  est alors égale à  $P_j = |\langle \phi_j | \psi(t = +\infty) \rangle|^2 = |A_j(t = +\infty)|^2$ .

Dans le cadre de notre traitement semi-classique, pour calculer les sections efficaces  $\sigma_j$ , on intègre  $P_j(b)$  sur les différents paramètres d'impact  $b$  :  $\sigma_j = 2\pi \int_0^\infty T(b)P_j(b)bdb$  où  $T(b)$  est la fonction de transmission. Dans les calculs réalisés jusqu'ici, une approximation d'absorption forte a été considérée, qui implique  $T(b) = 1$  pour  $b > b_{min}$  et  $T(b) = 0$  pour  $b < b_{min}$ . Le paramètre  $b_{min}$  a été fixé tel que les deux noyaux soient séparés de  $r_0(A_P^{1/3} + A_T^{1/3})$  avec  $r_0 = 1.5$  fm et 1.2 fm (distance de contact). La fonction de transmission  $T(b)$  traduit l'action du potentiel d'interaction entre les deux noyaux sur leur centre de masse alors que la probabilité d'excitation.  $P_j$  traduit l'action de ce même potentiel d'interaction sur les nucléons eux-mêmes.

### 5.5.6 Résultats antérieurs sur les sections efficaces

En ce qui concerne l'excitation coulombienne des noyaux dans la région de l'état à deux phonons dipolaires DRGD, les sections efficaces expérimentales sont systématiquement plus élevées que les valeurs théoriques obtenues par une approche standard, dans laquelle le spectre des phonons est harmonique et l'opérateur d'excitation est linéaire dans les opérateurs de création et d'annihilation de phonons. Les différences avec l'expérience varient de 30% pour l'excitation du  $^{208}\text{Pb}$  à un facteur au moins égal à 2 dans le cas du  $^{136}\text{Xe}$  [39, 10, 58, 61, 60, 57]. Plusieurs approches ont été développées pour répondre à ce problème [167, 168, 169, 170, 171, 161, 172]. Une explication possible de ces différences est que dans le cas des vibrations de grande amplitude comme les doubles RG, les anharmonicités dans le Hamiltonien intrinsèque et les non-linéarités dans le champ externe peuvent avoir une grande importance. Pour quantifier les effets de ces termes supplémentaires sur les probabilités d'excitation des DRG, des modèles schématiques ainsi que microscopiques ont été développés [170, 171, 161]. Dans la référence [170], un modèle schématique d'oscillateur anharmonique a été utilisé pour étudier les effets des anharmonicités dans l'excitation coulombienne d'une double RG. En particulier, le modèle a été appliqué à l'excitation du  $^{136}\text{Xe}$  dans la réaction  $^{136}\text{Xe} + ^{208}\text{Pb}$  à 700 A.MeV. Les paramètres du modèle ont été ajustés tels que l'énergie du second état excité  $|\Psi_2\rangle$  est plus petite que celle du double de l'énergie du premier état excité d'environ 2 MeV (ce qui est la valeur expérimentale). Une augmentation de 70 % de la section efficace d'excitation de l'état  $|\Psi_2\rangle$  a été trouvée. Le même résultat a été trouvé dans la référence [171] avec un modèle très similaire. Avec l'inclusion de non-linéarités dans le potentiel exciteur externe de nouvelles voies d'excitation sont ouvertes et peuvent modifier considérablement les résultats lorsque des règles de sélection interdisent une transition par les termes linéaires. Les anharmonicités et les non-linéarités ont été incluses dans la référence [161]. Le mélange des états à deux phonons entre eux et avec les états à un phonon est considéré via une approche d'expansion en bosons [87] et des corrections de Pauli. Le calcul de la section efficace est effectué en résolvant semi-classiquement le système d'équations couplées (5.65). Concernant la réaction  $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$  à 641 A.MeV, l'inclusion

d'anharmonicités et de non-linéarités augmente de 30 % la section efficace d'excitation coulombienne dans la région de la double RGD, en prenant en compte les autres états à deux phonons présent dans cette région en énergie, ce qui donne un résultat très proche de l'expérience. La réaction  $^{208}\text{Pb} + ^{40}\text{Ca}$  à 1000 A.MeV a également été étudiée et le calcul conduit à une augmentation de la section efficace de l'ordre de 20 % par rapport au calcul harmonique et linéaire dans la région en énergie de la double RGD. Les mêmes auteurs se sont ensuite intéressés au système  $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$  à 50 A.MeV. Ils ont donc considérés à la fois l'excitation coulombienne et nucléaire des états. Ils ont observé des effets importants d'interférence entre les deux interactions et analysé le rôle joué par les anharmonicités et les non-linéarités. En prenant en compte les deux interactions il est possible de peupler des états qui ne pourraient pas l'être en présence d'une seule des interactions comme l'état  $|RGM \otimes RGD\rangle$ . L'excitation par la force nucléaire de la RGD est défavorisée par son caractère isovectoriel. De plus, l'excitation coulombienne de la RGM est très faible. Pour les états à deux phonons de basse énergie, les anharmonicités augmentent fortement la section efficace : ils sont excités directement de l'état fondamental à travers leur composante à un phonon. L'excitation en une étape des états à deux phonons due à l'effet des interactions pp et tt sur les corrélations dans le fondamental joue également un rôle non négligeable. Dans la région de la DRGD, l'augmentation totale de la section efficace obtenue est de 25 %.

Enfin, comme nous l'avons brièvement abordé plus haut, les méthodes d'expansion en bosons ont été appliquées à un modèle de Lipkin-Meshkov-Glick étendu incluant une interaction résiduelle entre les états excités [160] en analogie avec les anharmonicités introduites dans les calculs microscopiques de [161]. Les effets de la troncature de l'espace et du Hamiltonien et d'autres approximations présentes dans ces calculs ont été étudiés en comparant les résultats sur les énergies des trois premiers niveaux excités pour différentes approximations (troncatures du Hamiltonien) avec le calcul exact. De cette analyse, on conclut que les approximations faites en [161] sont bien justifiées si l'on veut étudier les excitations des états à un et deux phonons. Concernant les états à trois phonons, dans le contexte des méthodes d'expansion en bosons, l'étude de ces états requiert une expansion en boson jusqu'à l'ordre 6 en opérateurs de bosons, mais cela constituerait un travail extrêmement difficile. Les résultats montrés dans cet article montrent que l'utilisation d'un Hamiltonien quartique comme dans [161] diagonalisé dans un espace élargi aux états à trois phonons peut donner des résultats concluants.

## 5.6 Effet des non-linéarités du champ exciteur : calcul de la section efficace inélastique de la réaction $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ à 50 A.MeV dans la base à deux phonons

Dans le cadre du modèle semi-classique présenté ci-dessus, les équations couplées ont été résolues en incluant les anharmonicités et les non-linéarités. La section efficace inélastique des états à un et deux phonons a été évaluée par Andres et al. [73] pour la collision  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  à 50 A.MeV avec les excitations coulombienne et nucléaire. En effet les anharmonicités et les non-linéarités peuvent modifier la section efficace, comme déjà observé dans le passé dans d'autres collisions d'ions lourds pour la partie basse énergie du spectre et la région de la RGQ (cf. [166]). La méthode utilisée ici est la même que dans les articles précédents mais un potentiel optique est introduit pour prendre en compte l'absorption car ici l'excitation nucléaire domine. Nous avons pris soin d'éviter le double comptage entre les canaux explicitement pris en compte dans le calcul et ceux pris en compte par le potentiel optique (pour plus de détails cf. [73]).

Tous les facteurs de forme  $W$  de l'équation (5.57) sont calculés à l'aide d'un double produit de convolution des interactions coulombienne et nucléaire (M3Y [165]) entre nucléons avec la densité de l'état fondamental Hartree-Fock du projectile et avec la densité HF de l'état fondamental ou les densités de transition RPA des états excités considérés de la cible. La partie imaginaire du potentiel optique a la même géométrie et est multipliée par un facteur (0.627) pour reproduire la section efficace de la diffusion élastique  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  à 50 A.MeV expérimentale de la référence [99]. Dans l'espace de l'état fondamental et des états  $\phi_j$  la résolution de l'équation de Schrödinger dépendante du temps revient à résoudre le système d'équations couplées (5.65). Ensuite la section efficace est calculée non perturbativement comme décrit ci-dessus. La seule différence vient de l'introduction du potentiel optique qui permet d'intégrer sur tous les paramètres d'impact. La partie imaginaire du potentiel optique a été calculée en l'ajustant sur la section efficace de la diffusion élastique expérimentale. Les éléments de matrice de transition entre les états mélangés  $|\phi_j\rangle$  sont calculés en mélangeant les facteurs de forme élémentaires selon la transformation unitaire qui lie les  $|\phi_j\rangle$  aux états à un et deux phonons calculés avec la RPA. Les trajectoires du mouvement relatif des deux noyaux sont déterminées en résolvant l'équation classique du mouvement en présence du champ coulombien et de la partie réelle du potentiel nucléaire.

### 5.6.1 Résultats

Dans les calculs présentés ci-après, les excitations nucléaire et coulombienne sont incluses. Mais l'excitation coulombienne seule ne fournit qu'une faible contribution à la section efficace de la réaction car les noyaux en collisions ne sont pas lourds. En revanche les effets dus à l'interférence entre les deux interactions, nucléaire et coulomb-

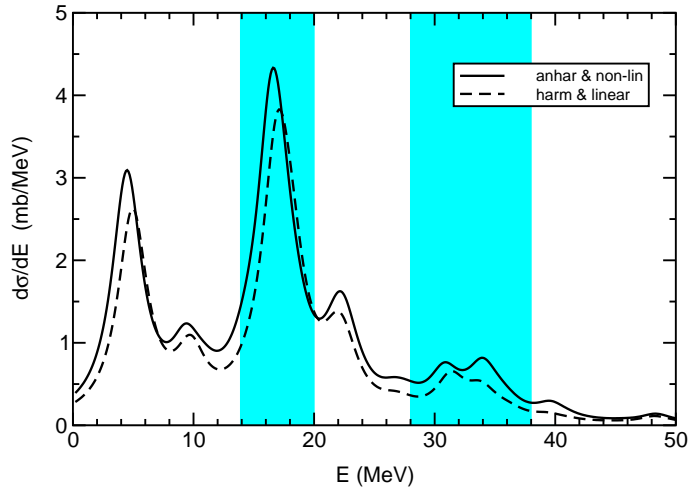


FIG. 5.2: Section efficace inélastique pour le système  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  à 50 MeV/u en fonction de l'énergie d'excitation. Les deux courbes sont le résultat d'une convolution avec une Lorentzienne de largeur  $\Gamma=3$  MeV. Les surfaces ombrées représentent les régions en énergie sur lesquelles les sections efficaces reportées dans les tables ont été sommées.

bienne, peuvent être importants. Ceci est dû d'une part aux couplages entre canaux et d'autre part certains états à deux phonons ne sont excités que lorsque les deux champs sont présents. Ceci a été montré dans une étude antérieure [166].

Les calculs de Andres et al. sont basés sur la RPA, ainsi un spectre d'excitation discret et une section efficace  $\sigma_j$  correspondante sont obtenus pour chaque état mélangé  $|\phi_j\rangle$ . La section efficace différentielle en énergie est présentée sur la figure (5.2). Elle est obtenue en sommant toutes les contributions venant des états  $|\phi_j\rangle$  après une convolution des pics de chaque mode pondérés par leur section efficace par une Lorentzienne de largeur 3 MeV. La ligne en traits pointillés réfère au résultat du calcul harmonique et linéaire. La ligne en trait plein correspond au calcul où les anharmonicités et les non-linéarités sont introduites, ce qui a pour effet d'augmenter notablement la section efficace. Sur la figure, trois régions en énergie peuvent être distinguées. Les sections efficaces données dans les tables (5.8) et (5.9) sont obtenues en sommant les  $\sigma_j$  pour les états discrets  $|\phi_j\rangle$  présents dans chaque région. Comme il a déjà été observé dans les références [161, 166, 173], l'augmentation à basse énergie est attribuable à la fois aux anharmonicités et aux non-linéarités. En particulier, les anharmonicités sont importantes car les états à deux phonons de basse énergie peuvent être excités par la partie  $W^{10}$  du champ externe à travers leur grande composante à un phonon. Aux énergies supérieures la contribution principale vient des non-linéarités car leur présence augmente le nombre de chemins d'excitation. La table (5.9) montre la section efficace d'excitation dans la région en énergie de l'état à deux phonons quadru-

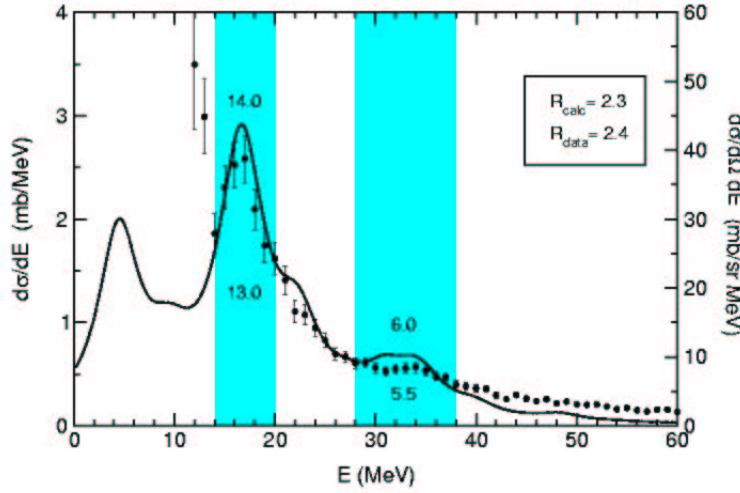


FIG. 5.3: Spectre expérimental inélastique en coincidence avec les protons émis à l'arrière et corrigé par une fonction de multiplicité [70] (Fig. 16b), sans soustraction de fond. La ligne en trait plein est le résultat d'une convolution de la section efficace inélastique théorique pour le cas anharmonique et non-linéaire avec une Lorentzienne de largeur  $\Gamma = 5$  MeV. Les surfaces ombrées représentent les régions en énergie sur lesquelles les sections efficaces différentielles en énergie ont été intégrées. Les chiffres dans la partie haute réfère à la courbe théorique tandis que ceux dans la partie basse du spectre réfère aux données expérimentales.

polaires. Pour chaque multipolarité les sections efficaces d'excitation sont sommées pour une région en énergie comprise entre 28 et 38 MeV dans quatre cas différents. La contribution  $L=3$  est majoritairement due à la résonance géante octupolaire de haute énergie HEOR à 31.33 MeV, alors que les  $L=0, 2, 4$  sont dominées par les composantes de la double quadrupolaire isoscalaire. Comme nous pouvons le voir dans la table (5.10), les termes non-linéaires du champ externe sont également responsables de l'augmentation de la section efficace dans la région de la RGQ isoscalaire, surtout pour l'état  $L = 2$  dont la composante principale est la RGQ isoscalaire. Ceci est un résultat différent des observations précédentes avec l'excitation coulombienne relativiste étudiée dans [161, 173] car l'interaction coulombienne sélectionne fortement les transitions dipolaires et ainsi ne peut pas exciter les composantes à deux phonons les plus importantes de la RGQ isoscalaire, qui sont construites avec des phonons monopolaire et quadrupolaire (voir table (5.9)). Le rapport obtenu entre la section efficace dans la région des RG et celle de la région des états à deux phonons varie de 3.7 dans le cas anharmonique et non-linéaire à 4.6 dans le calcul harmonique et linéaire. Si l'on ne considère que la RGQ et son double phonon associé les rapports augmentent de 6.5 à 9.6 respectivement. Ces valeurs sont plus faibles que celles reportées dans la référence [174] pour les sections efficaces à l'angle d'effleure-

ment. Cette différence peut être attribuée à l'amélioration du calcul de la section efficace due à l'introduction d'un potentiel imaginaire et aux progrès des approches théoriques utilisées, notamment dans le calcul des facteurs de forme  $W$ .

### 5.6.2 Comparaison avec les résultats expérimentaux antérieurs

Ce calcul de section efficace a été comparé aux données expérimentales de [70] où la réaction  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  à 50 A.MeV a été étudiée. Le spectre inélastique est extrait pour des éjectiles diffusés à des angles compris entre 3.4 et 10 degrés dans le référentiel du centre de masse. La contribution des RG est obtenue à partir du spectre inclusif par déconvolution des distributions angulaires en contributions provenant de des excitations collectives de la cible et en contributions provenant d'autres mécanismes de réaction. L'excitation des modes collectifs de la cible est calculée en DWBA. La section efficace des RG situées entre 12 et 22 MeV d'énergie d'excitation est comprise entre 113 et 223 mb/sr selon que l'on prend en compte ou non un bruit de fond provenant d'autres mécanismes. La fraction de règle de somme pondérée en énergie varie alors entre 40 et 80 % respectivement si l'on suppose que toute la section efficace vient de la RGQ isoscalaire. Pour obtenir la section efficace intégrée il faut extrapoler la section efficace différentielle au-delà de l'angle solide couvert par le spectromètre détectant l'éjectile. Ceci est effectué en supposant que le calcul en DWBA de la distribution angulaire ajustée sur la distribution angulaire mesurée est valable également dans la région où nous n'avons plus de données. Le facteur qui transforme la section efficace double-différentielle en distribution de section efficace en énergie est ainsi estimé à  $6.67 \times 10^{-2}$ . La section efficace totale en résultant varie donc entre 7.5 et 15 mb respectivement. Ces valeurs sont à comparer avec la section efficace inélastique théorique qui est de 22 mb dans cette région en énergie. Si l'on prend en compte les incertitudes expérimentales, la comparaison est satisfaisante. La section efficace expérimentale dans la région des états à deux phonons est déduite des événements détectés en coïncidence avec les protons émis à l'arrière, ce qui dispense des problèmes de fond dû aux autres mécanismes de réaction (knock-out, towing mode... ). L'incertitude dans les résultats réside dans la correction qu'il faut appliquer en raison de la variation de multiplicité des protons émis. Cette correction est calculée avec un code d'émission statistique qui ne prend pas en compte la décroissance directe, de plus la distribution angulaire azimutale n'est pas mesurée et donc supposée uniforme. Un fond, qui proviendrait d'autres mécanismes que les excitations des modes collectifs, est extrait et la section efficace mesurée pour l'état à deux phonons quadrupolaires est donc minimisée. Nous pensons désormais que la procédure correcte est de ne soustraire aucun fond dans la région des états à deux phonons. En effet, d'un côté la coïncidence avec les particules détectées aux angles arrière évite les contributions non-inélastiques comme les mécanismes de réaction et d'un autre côté dans le calcul théorique de nombreuses contributions de différentes excitations inélastiques sont prises en compte et simulent un fond sous l'état à deux phonons quadru-

polaires. La comparaison directe entre le spectre inélastique expérimental en coïncidence avec les protons détectés aux angles arrière et les résultats théoriques convolués par une Lorentzienne de largeur 5 MeV est montrée sur la figure (5.3). La largeur de la Lorentzienne a été choisie pour reproduire la forme de la RGQ isoscalaire expérimentale. Une estimation des sections efficaces des états à un et deux phonons peut être déduite en intégrant les deux courbes dans les régions en énergie ombrées sur la figure. Les rapports expérimental et théorique obtenus sont respectivement 2.4 et 2.3. L'accord est donc très satisfaisant.

## 5.7 Conclusions et perspectives

Le calcul de section efficace des états à deux phonons [73] décrit ci-dessus incluant les anharmonicités calculées dans une base constituée des états à un et deux phonons et des non-linéarités dans le champ externe est en bon accord avec les résultats expérimentaux de l'expérience précédente. Cependant, les grands coefficients de mélange des nouvelles fonctions d'onde des états à deux phonons calculées dans une base étendue aux états à trois phonons laissent penser que la nouvelle section efficace sera différente (plus grande) que la précédente. Le prochain objectif est donc de calculer cette section efficace en prenant en compte les états à trois phonons. Enfin les sections efficaces des états à trois phonons ne peuvent être calculées sans inclure les états à 4 phonons car nos calculs montrent que leur influence est très importante. Cependant pour être sûrs que les fonctions d'onde des états à trois phonons dans la base étendue sont correctes, il faut étudier plus avant les choix des termes du Hamiltonien en bosons, qui sont pensés au départ pour un calcul avec des états à trois phonons au plus.



TAB. 5.7: Caractéristiques des  $|\phi_j\rangle$  états quadrupolaires  $2^+$  dont les principales composantes sont dans la première colonne. Dans la seconde colonne, les énergies harmoniques des composantes principales sont reportées. Le décalage en énergie induit par les anharmonicités est indiqué par  $\Delta E$  en keV. On peut comparer ces valeurs avec les éléments de matrice diagonaux de l'interaction résiduelle,  $\Delta E_0$  en keV. Dans les dernières colonnes l'amplitude avec laquelle les composantes de la ISGQR de la double ISGQR apparaissent dans l'état mélangé.

Etats quadrupolaires	$E_0(\text{MeV})$	$\Delta E$	$(\Delta E_0)$	$c_{ISGQR}$	$c_{ISGQR \times ISGQR}$
<i>ISGQR</i>	16.910	-402.	0.	0.985	-0.014
<i>IVGQR</i>	29.594	-506.	0.	-0.005	0.017
<i>GMR</i> <sub>1</sub> $\otimes$ <i>ISGQR</i>	35.155	87.	-11.	-0.073	-0.028
<i>GMR</i> <sub>1</sub> $\otimes$ <i>IVGQR</i>	47.845	-42.	-187.	-0.000	0.002
<i>GMR</i> <sub>2</sub> $\otimes$ <i>ISGQR</i>	39.378	246.	-31.	-0.108	-0.014
<i>GMR</i> <sub>2</sub> $\otimes$ <i>IVGQR</i>	52.067	190.	-178.	-0.002	0.003
<i>GDR</i> <sub>1</sub> $\otimes$ <i>GDR</i> <sub>1</sub>	35.560	-464.	-505.	0.034	0.087
<i>GDR</i> <sub>1</sub> $\otimes$ <i>GDR</i> <sub>2</sub>	39.814	-436.	-439.	0.009	0.006
<i>GDR</i> <sub>1</sub> $\otimes$ $3^-$	22.722	-31.	-35.	0.029	-0.000
<i>GDR</i> <sub>1</sub> $\otimes$ <i>LEOR</i>	27.486	-444.	-442.	-0.013	-0.007
<i>GDR</i> <sub>1</sub> $\otimes$ <i>HEOR</i>	49.110	-278.	-288.	-0.005	0.006
<i>GDR</i> <sub>2</sub> $\otimes$ <i>GDR</i> <sub>2</sub>	44.068	-435.	-436.	0.004	0.002
<i>GDR</i> <sub>2</sub> $\otimes$ $3^-$	26.976	-6.	7.	0.003	0.001
<i>GDR</i> <sub>2</sub> $\otimes$ <i>LEOR</i>	31.740	-307.	-309.	0.000	-0.007
<i>GDR</i> <sub>2</sub> $\otimes$ <i>HEOR</i>	53.364	-212.	-217.	0.000	0.000
<i>ISGQR</i> $\otimes$ <i>ISGQR</i>	33.819	0.	4.	-0.020	0.995
<i>ISGQR</i> $\otimes$ <i>IVGQR</i>	46.508	39.	40.	0.002	0.002
<i>IVGQR</i> $\otimes$ <i>IVGQR</i>	59.198	-247.	-250.	-0.007	-0.004
$3^- \otimes 3^-$	9.884	750.	776.	-0.045	-0.005
$3^- \otimes$ <i>LEOR</i>	14.648	-267.	-241.	0.086	0.001
$3^- \otimes$ <i>HEOR</i>	36.272	-104.	-120.	0.025	-0.003
<i>LEOR</i> $\otimes$ <i>LEOR</i>	19.413	-271.	-269.	-0.021	-0.000
<i>LEOR</i> $\otimes$ <i>HEOR</i>	41.037	-192.	-197.	-0.005	0.002
<i>HEOR</i> $\otimes$ <i>HEOR</i>	62.660	-212.	-215.	-0.006	-0.001

TAB. 5.8: Section efficace nucléaire et coulombienne pour  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  à 50 MeV/A. La contribution de chaque multipolarité est montré pour plusieurs combinaisons anharmoniques et non-linéaires. Les valeurs pour  $L = 1$  et  $5$  sont très faibles et ne sont pas précisées. Les sections efficaces (en mb) sont sommés sur la région en énergie ( $0 \leq E \leq 12$  MeV).

Phonons	harm. & lin.	harm. & non-lin.	anh. & lin.	anh. & non-lin.
L=0	0.1	0.3	1.3	2.3
L=2	0.2	0.4	0.2	0.1
L=3	14.2	16.9	14.3	16.8
L=4	0.2	0.3	0.2	0.3
L=6	0.5	0.7	0.4	0.7
total	15.2	18.6	16.4	20.2

TAB. 5.9: Même table que la table (5.8) mais pour la région en énergie de la double ISGQR. Les sections efficaces en mb sont sommées sur la région en énergie ( $28 \text{ MeV} \leq E \leq 38 \text{ MeV}$ ). Les valeurs entre parenthèses correspondent à la double ISGQR.

Phonons	harm. & lin.	harm. & non-lin.	anh. & lin.	anh. & non-lin.
L=0	0.2 (0.15)	0.3 (0.26)	0.2 (0.14)	0.3 (0.21)
L=2	0.6 (0.33)	1.0 (0.51)	0.6 (0.33)	1.1 (0.53)
L=3	2.2	2.5	2.3	2.5
L=4	1.0 (0.90)	1.9 (1.83)	0.9 (0.85)	1.8 (1.73)
L=6	0.2	0.2	0.2	0.2
total	4.2 (1.38)	5.9 (2.60)	4.2 (1.32)	5.9 (2.47)

TAB. 5.10: Même table que la table (5.8) mais pour la région en énergie de la ISGQR. Les sections efficaces en mb sont sommées sur la région en énergie ( $14 \text{ MeV} \leq E \leq 20 \text{ MeV}$ ). Dans cette région il n'y a pas d'états  $L = 3$  ni  $L = 5$ . Les valeurs entre parenthèses correspondent à la ISGQR.

Phonons	har. & lin.	harm. & non-lin.	anh. & lin.	anh. & non-lin.
L=0	2.7	2.8	2.2	2.2
L=1	3.0	2.9	3.6	3.3
L=2	13.3 (13.2)	16.1 (16.0)	13.8 (13.6)	16.0 (16.0)
L=4	0.1	0.1	0.1	0.1
L=6	0.2	0.3	0.2	0.3
total	19.3	22.2	19.9	21.9



## Chapitre 6

# Conclusions et perspectives

Nous avons présenté l'étude des résonances géantes (RG) et des états à deux et à trois phonons excités dans la réaction  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  à 50 A.MeV en analysant leur décroissance par particules chargées. Le but était de signer la présence d'un état à trois phonons pour la première fois par la méthode dite de l'énergie manquante. Cette méthode, qui a déjà été utilisée pour caractériser les états à deux phonons quadrupolaires dans plusieurs noyaux dont le  $^{40}\text{Ca}$ , permet de mettre en évidence la décroissance directe des modes collectifs. Les états à deux phonons ont été observés et étudiés par des réactions très diverses. Les spécificités de chaque sonde sont détaillées. Les réactions de diffusion inélastique par ions lourds aux énergies intermédiaires permettent l'excitation des RG isoscalaires comme la résonance géante quadrupolaire (RGQ) avec de grandes sections efficaces différentielles. Ces expériences sont bien adaptées à l'étude de la décroissance par particules des modes collectifs.

L'expérience de diffusion inélastique de  $^{40}\text{Ca}$  à 50 A.MeV sur une cible de  $^{40}\text{Ca}$  a été effectuée au GANIL. L'ion diffusé était détecté dans le spectromètre SPEG qui permet une identification en masse et en charge de l'éjectile sans ambiguïté et fournit une mesure de la perte d'énergie du projectile avec une bonne résolution (de l'ordre de 350 keV). Une partie du multidétecteur  $4\pi$  INDRA a été utilisée pour mesurer les caractéristiques des particules chargées émises. Les 240 scintillateurs CsI(Tl) utilisés, couvrant 89 % de l'angle solide total, fournissent une bonne identification des particules chargées des protons aux particules alphas au-dessus d'une énergie cinétique de 4 MeV pour les protons. La calibration en énergie des détecteurs a été effectuée à l'aide de l'énergie manquante. La résolution en énergie pour les protons qui nous intéressent (d'environ 8 MeV) est de l'ordre de 500 keV.

Dans un premier temps, nous avons étudié les processus dynamiques présents dans la voie inélastique à l'aide des données en coïncidence avec les protons afin de s'en abstraire pour l'étude des modes collectifs. En effet le grand angle solide couvert par INDRA a permis pour la première fois d'étudier qualitativement des processus dynamiques laissant la cible dans un état excité au-dessus du seuil d'émission de proton. Ainsi dans les

événements de multiplicité deux protons, les spectres en section efficace invariante ont mis en évidence une dissymétrie entre les particules émises vers les angles avant par rapport à la direction du faisceau et les particules émises aux angles arrière. Les particules émises à l'avant sont d'énergie en moyenne plus élevée que celles émises à l'arrière, ce qui laisse supposer qu'elles sont impliquées dans des processus dynamiques. Le proton de grande énergie émis dynamiquement vers les angles avant par rapport à la direction du faisceau, est accompagné d'un proton de plus basse énergie issu de la désexcitation de la cible, excitée par le processus dynamique. L'étude des distributions angulaires a permis d'identifier ces processus. Le pick-up break-up a été observé à des énergies d'excitation apparentes autour de 50 MeV, qui se déplacent en fonction de l'énergie laissée dans la cible. On observe que le knock-out et le towing mode peuvent également laisser la cible dans un état excité au-dessus du seuil d'émission proton. Dans le cas du towing mode, la distribution angulaire d'un proton émis du même côté que l'éjectile alimentant l'état fondamental du  $^{39}\text{K}$  est comparée aux prédictions théoriques fournies par un calcul Time Dependant Schrödinger Equation à trois dimensions. L'ordre de grandeur des sections efficaces différentielles expérimentale et théorique sont en accord. Une extension du calcul est cependant apparue nécessaire. Enfin pour la première fois, des particules alphas d'énergie plus importante que les alphas émis statistiquement par la cible ont été détectés du même côté que l'éjectile. Cette émission est interprétée comme du towing mode d'alphas, ouvrant de nouvelles perspectives d'étude des agrégats d'alphas dans les noyaux.

Suite à cette étude qualitative des processus dynamiques présents dans la voie inélastique et afin qu'ils ne perturbent pas l'étude des modes collectifs, on n'a pris en compte que les protons détectés aux angles arrière par rapport à la direction du faisceau sauf lorsque le nombre d'événements était insuffisant.

La présentation des données inclusives est effectuée en s'appuyant sur les analyses d'expériences précédentes. L'excitation de la RGQ a ainsi été mise en évidence. Elle est constituée de deux pics, situés autour de 14 et 17.5 MeV. Une structure à 23 MeV a été observée et pourrait provenir d'un autre mode collectif que la RGQ, tel qu'une autre RG comme la RG dipolaire isoscalaire, ou la RGQ construite sur un état discret de basse énergie. La présence des processus dynamiques à haute énergie tels que le pick-up break-up, le knock-out ou le towing mode, empêche d'observer les états multiphonons dans le spectre inclusif. L'étude des données en coïncidence avec les particules chargées aux angles arrière apparaît donc nécessaire.

Les branches de décroissance directe des modes collectifs ont été évaluées en comparant le spectre en énergie manquant expérimental à la décroissance statistique calculée à l'aide du code CASCADE. Les méthodes de comparaison du calcul aux données ont été détaillées en fonction de la multiplicité de particules des événements considérés. Nous avons donc comparé les spectres en énergie des protons expérimentaux avec ceux calculés par CASCADE pour des énergies d'excitation comprises entre 12 et 38 MeV. Les

protons expérimentaux d'énergie inférieure à 4 MeV sont en excès comparé aux résultats du calcul statistique dans plusieurs intervalles en énergie d'excitation. Les protons d'énergie supérieure à 4 MeV sont bien reproduits par le calcul statistique pour une énergie d'excitation comprise entre 12 et 38 MeV à l'exception de protons de plus de 8 MeV d'énergie qui peuvent être attribués à des protons de décroissance directe.

Dans la suite, les spectres en énergie manquante ont été construits avec des protons d'énergie supérieure à 4 MeV. Dans un premier temps, la décroissance de la RGQ par protons a été étudiée. Sa branche de décroissance directe s'élève à environ 30 % dans l'intervalle en énergie de 12 à 20 MeV, conformément aux résultats des expériences précédentes  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ . Cette décroissance directe se répartit pour moitié vers l'état fondamental du  $^{39}\text{K}$  et pour moitié vers le premier état excité. Une faible composante de décroissance directe est observée vers un état situé à environ 6 MeV de l'état fondamental du  $^{39}\text{K}$ . Une étude similaire a été effectuée dans la même région en énergie d'excitation pour des petits intervalles en énergie d'excitation de 2 MeV. La proportion de décroissance directe dans chaque intervalle a été calculée. Une grande composante de décroissance directe vers un groupe d'état autour de 6 MeV dans le  $^{39}\text{K}$  est observée dans l'intervalle en énergie d'excitation de 18 à 20 MeV. La persistance de cette décroissance directe vers des états à 6-7 MeV dans le  $^{39}\text{K}$  dans les intervalles en énergie situés au-delà de l'énergie de la RGQ laissent penser qu'il s'agit de la décroissance d'un autre mode collectif. Un calcul théorique de section efficace d'excitation des états à un et à deux phonons pour cette réaction prédit la présence autour de 23 MeV d'énergie d'excitation d'un état à deux phonons construit avec un état excité de basse énergie octupolaire du  $^{40}\text{Ca}$  superposé à la RGQ [73]. Une simulation très simple de la décroissance directe a été mise en place, mais elle ne permet pas de distinguer cette hypothèse de l'éventuelle décroissance d'une RG située autour de 23 MeV d'énergie d'excitation qui alimenterait des états excités par décroissance directe. L'étude de la région en énergie d'excitation par intervalles de 2 MeV entre 22 et 28 MeV a révélé également une branche importante de décroissance directe vers l'état fondamental et les premiers états excités à 2.7 MeV du  $^{39}\text{K}$  qui montre la présence d'une RG de haute énergie. Le calcul théorique [73] des sections efficaces d'excitation dans cette réaction prévoit justement l'excitation importante d'une RG octupolaire de haute énergie autour de 28-30 MeV d'énergie d'excitation.

Les spectres en énergie manquante construits pour les événements de multiplicité égale à deux protons détectés aux angles arrière dans la région de l'état à deux phonons quadrupolaires ( $28 \leq E^* \leq 38$  MeV) ont été comparés aux spectres finals de l' $^{38}\text{Ar}$  calculés avec CASCADE pour les différents moments angulaires. Les contributions de ces moments angulaires ont été calculées par M.V. Andres et al. [73]. Une proportion d'environ 22 % de décroissance directe est mesurée. Elle alimente l'état fondamental de l' $^{38}\text{Ar}$ , son premier état excité à 2.2 MeV et de façon plus importante un groupe d'états excités à 4 MeV. La simulation de décroissance directe effectuée pour la région en énergie d'excitation 12-28 MeV a été étendue à la décroissance d'un état à deux phonons qua-

drupolaires. La décroissance directe de deux RGQ décroissant indépendamment n'était pas en accord avec les données. En modifiant légèrement les poids affectés aux différents états alimentés dans l' $^{38}\text{Ar}$ , on peut trouver un accord satisfaisant entre la simulation et les données expérimentales. Plusieurs hypothèses ont été avancées pour expliquer ces résultats. La RGQ dans le  $^{39}\text{K}$  n'a jamais été mesurée et notre simulation "harmonique" suppose que les deux RGQ dans le  $^{40}\text{Ca}$  et le  $^{39}\text{K}$  sont de structure identique. D'autre part nous n'avons pas pris en compte le cas où l'un des deux phonons décroît directement tandis que le second décroît statistiquement. Enfin, il se peut que la décroissance directe provenant d'autres modes collectifs que l'état à deux phonons quadrupolaires se mêle à la décroissance directe de celui-ci. Même si l'état à deux phonons quadrupolaires n'est pas identifié avec certitude, la décroissance directe par deux protons détectés aux angles arrière mesurée ici a démontré la présence d'états à deux phonons. Ceci est en accord avec la référence [73] qui prédit que la section efficace de l'état à deux phonons quadrupolaires domine cette région en énergie.

Enfin, la région en énergie de l'état à trois phonons quadrupolaires a été étudiée. Les spectres en énergie manquante à trois protons ont été construits et comparés aux spectres finals du  $^{37}\text{Cl}$  calculés par CASCADE. Tous les détecteurs ont été pris en compte car le nombre d'événements n'était pas assez élevé pour se restreindre aux angles arrière, néanmoins les processus dynamiques sont assez faibles dans cette région. Le spectre statistique a été obtenu en sommant les contributions des moments angulaires totaux possibles pour un triple phonon quadrupolaire avec des poids égaux car le calcul théorique cité précédemment n'a pas encore été étendu aux états à trois phonons. Pour une énergie d'excitation comprise entre 42 et 55 MeV, une proportion de 26 % de décroissance directe a été mesurée. Elle alimente principalement le premier état excité à 1.7 MeV et des états autour de 3.5 MeV, ceci pour des énergies d'excitation entre 42 et 53 MeV. La simulation de décroissance directe élaborée pour la région de l'état à deux phonons quadrupolaires a été étendue à l'état à trois phonons quadrupolaires en gardant les conditions établies précédemment pour les états à un et deux phonons. En modifiant un peu les poids des états alimentés par décroissance directe dans le  $^{37}\text{Cl}$  par rapport à une décroissance "harmonique", on trouve un bon accord avec l'expérience. Cet accord indique qu'un état à trois phonons observé est compatible avec l'état à trois phonons quadrupolaires prédit, mais qui ne possède pas les caractéristiques de la décroissance d'un état harmonique. Une faible contribution d'autres états à trois phonons peut expliquer ce résultat. Cet écart par rapport à la décroissance harmonique peut être également dû à des effets de structure dans le  $^{39}\text{K}$  et l' $^{38}\text{Ar}$ , dont les RGQ n'ont jamais été étudiées.

Le spectre en énergie d'excitation en coïncidence avec les protons de plus de 4 MeV d'énergie détectés aux angles arrière a été présenté et corrigé pour tenir compte de l'angle solide couvert (45 % environ de l'angle solide total). Sur le spectre corrigé, des structures ont été mises en évidence dans les régions en énergie des états à deux et trois phonons, compatibles avec de tels états. Cependant les caractéristiques de ces structures dépendent

fortement du fond choisi.

Pour la première fois, une branche conséquente (environ 16 %) de décroissance directe par particules alphas de la RGQ a été mesurée. Ce résultat ouvre des perspectives quant à la structure en agrégats d'alphas du  $^{40}\text{Ca}$  dans son mode de vibration quadrupolaire. La décroissance par deux alphas de la région en énergie d'excitation de l'état à deux phonons (de 28 à 38 MeV) a été mesurée. Elle est compatible avec une décroissance purement statistique.

Enfin, un calcul théorique des anharmonicités des états à deux phonons dans une base étendue aux états à trois phonons est présentée pour deux noyaux, le  $^{40}\text{Ca}$  et  $^{208}\text{Pb}$ . Les anharmonicités proviennent des couplages entre phonons, tels que le principe de Pauli. Elles sont calculées dans le cadre d'une méthode d'expansion des opérateurs fermioniques en opérateurs de bosons. Ce calcul montre que la principale source d'anharmonicité des états à deux phonons provient des états à trois phonons. Le décalage en énergie imposé par les états à trois phonons sur les états à deux phonons est toujours dirigé vers les basses énergies. L'ordre de grandeur et le signe des décalages en énergie est bien expliqué par la théorie des perturbations au second ordre en énergie. Le calcul montre également le rôle particulier joué par la RGM et la RGQ. On voit que le mode de volume se couple aux modes de vibrations de surface. En effet les états à trois phonons le plus souvent couplés aux états à deux phonons sont ceux qui sont formés de cet état à deux phonons auquel est superposée une RGM ou une RGQ. On montre que cet effet provient d'une caractéristique générale des forces de Skyrme. La RGM joue un rôle plus important dans le  $^{40}\text{Ca}$  que dans le  $^{208}\text{Pb}$ . En effet, dans le  $^{40}\text{Ca}$  une vibration de surface semble entraîner la plupart du temps un changement de sa densité centrale, tandis que dans le  $^{208}\text{Pb}$ , plus volumineux, la densité centrale du noyau est plus difficilement affectée. Le calcul des anharmonicités des états à trois phonons dans la base incluant les états à 4 phonons a été effectué et quelques traits caractéristiques des résultats sont présentés. Les caractéristiques principales observées dans le calcul précédent sont retrouvées. Les états à trois phonons sont très influencés par les états à quatre phonons, contrairement aux états à deux phonons. Pour calculer les anharmonicités d'états à  $n$  phonons, l'inclusion dans la base des états à  $n+1$  phonons semble suffisante. Le principe et les résultats d'un calcul de section efficace des états à un et deux phonons ont été présentés. Les anharmonicités de ces états sont prises en compte dans le cadre d'un calcul d'expansion en bosons dans une base comprenant les états à un et deux phonons. Des non-linéarités du champ extérieur sont également incluses. La section efficace est ensuite calculée non perturbativement par une méthode en voies couplées. La section efficace anharmonique et non-linéaire trouvée est augmentée de 40 % par rapport à la section efficace harmonique et linéaire dans la région de l'état à deux phonons quadrupolaires entre 28 et 38 MeV d'énergie d'excitation.

Dans l'avenir, l'analyse des anharmonicités des états à quatre phonons sera complétée. Il serait intéressant de calculer la section efficace des états à deux phonons en prenant en compte les états à trois phonons dans la base du calcul car les grandes anharmonicités



calculées peuvent influencer beaucoup sur les sections efficaces des états à deux phonons. Enfin les sections efficaces des états à trois phonons seraient utiles pour comparer aux spectres expérimentaux en énergie d'excitation.

La décroissance directe est le reflet de la structure microscopique de la RGQ. Peut-on la calculer théoriquement ? En effet une comparaison de la décroissance directe mesurée expérimentalement avec un calcul théorique apporterait des informations à la fois sur la structure de la vibration et sur la validité de ces modèles théoriques dans le  $^{40}\text{Ca}$ .

D'un point de vue expérimental, l'analyse des résultats de l'expérience qui a fait l'objet de cette thèse peut être complétée, notamment en étudiant les voies de décroissance par des états multiphonons par protons et alphas couplée, et par deutons, tritons,  $^3\text{He}$ . En effet, nous avons utilisé dans cette expérience le système le plus performant actuellement pour observer des états à trois phonons, et les nombreuses données obtenues ici méritent d'être exploitées entièrement, à la fois sur les mouvements collectifs et les processus dynamiques. Une étude quantitative de ces derniers serait très intéressante.

Pour mieux comprendre la décroissance directe par protons observée pour ces états multiphonons, il serait nécessaire d'étudier les RG dans les noyaux  $^{39}\text{K}$  et  $^{38}\text{Ar}$ . La difficulté réside dans la technique de fabrication de cibles de ces noyaux.

La prochaine étape concernant les états à trois phonons serait la mesure d'un état à trois phonons dipolaires par collisions d'ions lourds aux énergies relativistes. En effet les expériences d'excitation coulombienne exclusives, qui ont permis de mesurer les états à deux phonons dipolaires dans de nombreux noyaux, sont limitées actuellement par l'efficacité des détecteurs.

En ce qui concerne la recherche des états multiphonons dans les noyaux, l'étape la plus importante serait l'observation d'un état à deux phonons monopolaires, afin de tester l'incompressibilité nucléaire pour des fluctuations de densité importantes. La méthode la plus adaptée pour exciter la (RGM)<sup>2</sup> est la diffusion d'ions lourds à 0 degrés à 30-50 A.MeV. Cependant, les sections efficaces d'excitation de la (RGM)<sup>2</sup> sont faibles et la réalisation expérimentale est très difficile. L'amélioration des techniques expérimentales permettra-t-elle de mesurer cet état dans un avenir proche ?

Une autre perspective est l'étude des RG et des multiphonons dans les noyaux exotiques. Cette étude commence à peine. Dans les isotopes riches en neutrons  $^{17-22}\text{O}$ , la force dipolaire à basse énergie a déjà été observée, remplissant jusqu'à 12% de la règle de somme pondérée en énergie selon l'isotope considéré. Ces études sont actuellement menées au GSI. En effet il est le seul accélérateur européen à permettre de telles études actuellement.

Deux projets d'accélérateur international de la prochaine génération sont à l'étude, dont les énergies de faisceau permettraient d'étudier les résonances géantes dans les noyaux exotiques. L'un de ces deux dispositifs est basé sur la fragmentation en vol ou la fission d'un faisceau d'ions lourds de haute intensité. Cette installation utiliserait une version améliorée du complexe d'accélérateurs de GSI, qui pourrait consister en un syn-

chrotron de haute intensité et de haute énergie avec un anneau de stockage. Le projet appelé R3B (Reaction studies with Relativistic Radioactive ion Beams) contribuera à ce développement dans les prochaines années. La gamme en énergie de ce faisceau radioactif couvrirait une région s'étalant de quelques centaines de MeV par nucléon à environ 1 A.GeV. Le projet européen EURISOL est basé sur la séparation d'isotopes en ligne. Un faisceau primaire de particules légères de haute intensité bombarde une cible épaisse. Les espèces radioactives créées diffusent hors de la cible et sont ionisées puis réaccélérées par un post accélérateur qui sera conçu pour les amener à des énergies jusqu'à 100 MeV/A.



# Références

- [1] W. Bothe et W. Gentner. *Z. Physik*, (106), 1937.
- [2] G.C. Baldwin et G. Klaiber. *Phys. Rev.*, 71 :3, 1947.
- [3] M. Goldhaber et E. Teller. *Phys. Rev.*, 74 :1046, 1948.
- [4] J. Speth et A. van der Woude. *Rep. Progr. Phys.*, 44 :719, 1981.
- [5] T. Aumann et al. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 48 :351, 1998.
- [6] J. Speth et al. *Electric and Magnetic Giant Resonances in Nuclei*. World Scientific - International Review of Nuclear Physics - Vol. 7, 1991.
- [7] A. van der Woude. *Prog. in Part. and Nucl. Phys.*, 18 :217, 1987.
- [8] M.N. Harakeh et A. van der Woude. *Giant Resonances*. 2001.
- [9] H. Steinwedel et J.H.D. Jensen. *Z. Nat.*, 5a :413, 1950.
- [10] Ph. Chomaz et N. Frascaria. *Phys. Rep.*, 252 :275, 1995.
- [11] Ph. Chomaz. Ecole joliot-curie. In *Collective excitations in nuclei*, 1998.
- [12] S. Fukuda et Y. Torizuka. *Phys. Rev. Lett.*, 29 :1109, 1972.
- [13] M.B. Lewis et F.E. Bertrand. *Nucl. Phys. A*, 196 :337, 1972.
- [14] N. Marty et al. *Orsay Report*, IPNO76-03, 1976.
- [15] M.N. Harakeh et al. *Phys. Rev. Lett.*, 38 :676, 1977.
- [16] A. van der Woude et références incluses. *Nucl. Phys. A*, 599 :393c, 1996.
- [17] M. Buenerd et al. *Phys. Lett. B*, 84 :305, 1979.
- [18] J.P. Blaizot et al. *Nucl. Phys. A*, 591 :435, 1995.
- [19] D.H. Youngblood et al. *Phys. Rev. Lett.*, 82(4) :691, 1999.
- [20] R. Pitthan et Th. Walcher. *Phys. Lett. B*, 36 :563, 1971.
- [21] J.D. Bowman et al. *Phys. Rev. Lett.*, 50 :1195, 1983.
- [22] J.M. Moss et al. *Phys. Rev. C*, 18 :741, 1978.
- [23] Y. Blumenfeld et P. Chomaz. *Phys. Rev. C*, 38(2157), 1988.
- [24] H.L. Clark et al. *Phys. Rev. C*, 54(1) :72, 1996.
- [25] M.N. Harakeh et al. *Phys. Rev. C*, 23 :2329, 1981.

- [26] B.F. Davis et al. *Phys. Rev. Lett.*, 79 :609, 1997.
- [27] H.L. Clark et al. *Nucl. Phys. A*, 649 :57c, 1999.
- [28] N. Frascaria. *Nucl. Phys. A*, 687 :154c, 2001.
- [29] W. Hauser et H. Feshbach. *Phys. Rev.*, 87 :366, 1952.
- [30] F. Puhlhofer et al. *Nucl. Phys. A*, 280 :267, 1977.
- [31] D. Lacroix et al. *Phys. Rev. C*, 63, 2001.
- [32] R. Ring et P. Schuck. *The Nuclear Many Body Problem*. 1981.
- [33] A. Bohr & B.R. Mottelson. *Nuclear Deformations*, volume 2. 1969.
- [34] D.M. Brink. *Ph. D. Thesis*. University of Oxford, 1955.
- [35] P. Axel. *Phys. Rev.*, 126 :671, 1962.
- [36] M.A. Kovash et al. *Phys. Rev. Lett.*, 42 :700, 1979.
- [37] F.S. Dietrich et al. *Phys. Rev. C*, 10 :795, 1974.
- [38] F. Laloë C. Cohen-Tannoudji, B. Diu. *Mécanique Quantique, vol. I*.
- [39] H. Emling. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 33 :729, 1994.
- [40] C. Yannouleas et al. *Phys. Lett. B*, 163 :55, 1985.
- [41] Ph. Chomaz. *Phys. Lett. B*, 282 :13, 1992.
- [42] Ph. Chomaz et al. *Nucl. Phys. A*, 476 :125, 1988.
- [43] S. Mordechai et al. *Phys. Rev. C*, 38 :2709, 1988.
- [44] S. Mordechai et al. *Phys. Rev. Lett.*, 60 :408, 1988.
- [45] S. Mordechai et al. *Phys. Rev. Lett.*, 61 :531, 1988.
- [46] S. Mordechai et al. *Phys. Rev. C*, 43 :R1509, 1991.
- [47] S. Mordechai et al. *Phys. Rev. C*, 40 :850, 1989.
- [48] S. Mordechai et al. *Nucl. Phys. A*, 599 :159c, 1996.
- [49] G.P. Baur et C.A. Bertulani. *Phys. Rep.*, 163 :313c, 1988.
- [50] A. Winther et K. Alder. *Nucl. Phys. A*, 319 :518, 1979.
- [51] D.F. Jackson. *Nuclear Reactions*. 1970.
- [52] CF.Z. von Weizsäcker. *Z. Phys.*, 88 :612, 1934.
- [53] E.J. Williams. *Phys. Rev.*, 45 :729, 1934.
- [54] T. Aumann et al. *Phys. Rev. C*, 47 :1728, 1993.
- [55] T. Aumann et al. *Z. Phys. A*, 352 :163, 1995.
- [56] T. Blaich et al. *Nucl. Inst. Meth. A*, 314 :136, 1992.
- [57] K. Boretzky et al. *Phys. Lett. B*, 384 :30, 1996.

- [58] R. Schmidt et al. *Phys. Rev. Lett.*, 70 :1767, 1993.
- [59] K. Boretzky et al. *Nucl. Phys. A*, 649 :235c, 1999.
- [60] J. Stroth et al. *Nucl. Phys. A*, 599 :307c, 1996.
- [61] J.L. Ritman et al. *Phys. Rev. Lett.*, 70 :533, 1993.
- [62] N. Frascaria et al. *Nucl. Phys. A*, 474 :253, 1987.
- [63] N. Frascaria et al. *Phys. Rev. Lett.*, 39 :918, 1977.
- [64] N. Frascaria et al. *Z. Physik A*, 294 :167, 1980.
- [65] N. Frascaria. *Ann. Phys. Fr.*, 16 :1, 1991.
- [66] Ph. Chomaz et al. *Z. Physik A*, 318 :41, 1984.
- [67] Y. Blumenfeld et al. *Nucl. Phys. A*, 445 :151, 1985.
- [68] Ph. Chomaz et al. *Z. Physik A*, 319 :167, 1984.
- [69] I. Lhenry et al. *Nucl. Phys. A*, 565 :524, 1993.
- [70] J.A. Scarpaci et al. *Phys. Rev. Lett.*, 71(23) :3766, 1993.
- [71] J.A. Scarpaci et al. *Phys. Rev. C*, 56 :3187, 1997.
- [72] D. Lacroix et al. *Nucl. Phys. A*, 658 :273, 1999.
- [73] M.V. Andres et al. *Phys. Rev. C*, 65 :14608, 2001.
- [74] V. Pascalon. *Thèse de Doctorat*. IPN Orsay, 1997.
- [75] H. Laurent et al. *Nucl. Inst. Meth. A*, 326 :517, 1993.
- [76] J.A. Scarpaci et al. *Nucl. Phys. A*, (649) :225c, 1999.
- [77] U. Datta Pramanik et al. *Nucl. Phys. A*, in press, 2002.
- [78] G. Viesti et al. *Phys. Rev. C*, 63 :34611, 2001.
- [79] P. Piattelli et al. *Nucl. Phys. A*, 649 :181c, 1999.
- [80] H. Diesener et al. *Nucl. Phys. A*, 696(3-4) :272, 2001.
- [81] H. Diesener et al. *Nucl. Phys. A*, 696(3-4) :293, 2001.
- [82] J. Carter et al. *Nucl. Phys. A*, 696(3-4) :317, 2001.
- [83] Y.-W Lui et al. *Phys. Rev. C*, 24 :884, 1981.
- [84] F. Zwarts. *Thèse de Doctorat*. Université de Gröningen, 1983.
- [85] T. Yamagata et al. *Phys. Rev. C*, 36 :573, 1987.
- [86] F. Catara et al. *Nucl. Phys. A*, 482 :271c, 1988.
- [87] F. Catara et al. *Phys. Lett. B*, 233, 1989.
- [88] P. Van Duppen. *Ecole joliot-curie*. 1997.
- [89] L. Bianchi et al. *NIM*, (A276) :509, 1989.

- [90] W. Mittig. Ecole joliot-curie. 1994.
- [91] T. Zerguerras. *Thèse de Doctorat*. IPN Orsay, 2001.
- [92] A. Drouart. *Thèse de Doctorat*. Saclay, 2000.
- [93] W.R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. 1987.
- [94] S. Ottini-Hustache. Ecole joliot-curie. In *L'interaction rayonnement-matière et les grandes familles de détecteurs*, 2001.
- [95] J.F. Libin. Nouvelles chambres à dérive de spg. *Document interne du GANIL*.
- [96] V. Lapoux. *Thèse de Doctorat*. Saclay, 1999.
- [97] K.Lau et J. Pyrlik. *NIM*, (A366) :298, 1995.
- [98] S. Ottini. *Thèse de Doctorat*. Saclay, 1999.
- [99] J.A. Scarpaci. *Thèse de Doctorat*. IPN Orsay, 1990.
- [100] Gruhn et al. *Phys. Rev. C*, 6 :915, 1972.
- [101] E. Suraud. *Physique des Collisions Nucléaires*. 1998.
- [102] E. Galichet. *Thèse de Doctorat*. Université Lyon I, 1998.
- [103] J. Pouthas et al. *NIM*, (A357) :418, 1995.
- [104] J. Pouthas et al. *NIM*, (A369) :222, 1996.
- [105] F. Lavaud. *Thèse de Doctorat*. IPN Orsay, 2001.
- [106] L. Tassangot. *Private Communication*.
- [107] Y. Blumenfeld. *Nucl. Phys. A*, 599 :289, 1996.
- [108] J.A. Scarpaci et al. *Phys. Lett. B*, 428 :241, 1998.
- [109] J.A. Scarpaci et al. Conférence de bormio. page 278, 1994.
- [110] H. Laurent et al. *Phys. Rev. C*, 52 :3066, 1995.
- [111] T. Zerguerras et al. *article en préparation*, 2002.
- [112] M. Fallot et al. *Nucl. Phys. A*, 700 :70, 2002.
- [113] J.A. Scarpaci et al. *INPC 2001 Berkeley, CA, USA*, 2001.
- [114] M. Fallot et al. *Phys. Rev. C*, article soumis.
- [115] J.A. Scarpaci. *Communication privée*, 2002.
- [116] M.D. Feit et al. *J. Comput. Phys.*, page 412, 1982.
- [117] M.D. Feit et al. *J. Chem. Phys.*, 78 :301, 1983.
- [118] M.D. Feit et al. *J. Chem. Phys.*, 80 :2578, 1984.
- [119] J.A. Scarpaci et al. *Phys. Lett. B*, 258 :289, 1991.
- [120] P. Desesquelles. *Communication privée*, 2002.
- [121] C.E. Svensson et al. *Phys. Rev. Lett.*, 85 :2693, 2000.

- [122] M. Freer et al. *Phys. Rev. Lett.*, 82 :1383, 1999.
- [123] W. von Oertzen et al. *Z. Phys. A*, 354 :37, 1996.
- [124] W. von Oertzen et al. *Z. Phys. A*, 357 :355, 1997.
- [125] J. Margueron et al. J.A. Scarpaci. *Proposition d'expérience GANIL*, 2002.
- [126] T. Yamagata et al. *Phys. Rev. Lett.*, 40(25) :1628, 1978.
- [127] H. Rost et al. *Phys. Lett. B*, 88 :51, 1979.
- [128] D.H. Youngblood et al. *Phys. Rev. C*, 63 :67301, 2001.
- [129] S. Kamerdzhiev et al. *Eur. Phys. J A*, 7 :483, 2000.
- [130] D.H. Youngblood et al. *Phys. Rev. C*, 55(6) :2811, 1997.
- [131] B.L. Berman & S.C. Fultz. *Rev. Mod. Phys.*, (47), 1975.
- [132] D. Brajnik et al. *Phys. Rev. C*, 9 :1901, 1974.
- [133] E.M. Diener et al. *Phys. Rev. C*, 7 :695, 1973.
- [134] H.W. Baer et al. *Phys. Rev. Lett.*, 49(19) :1376, 1982.
- [135] K. Itoh et al. *Phys. Rev. C*, 24 :1969, 1981.
- [136] J. Lisantti et al. *Phys. Rev. C*, 40 :211, 1989.
- [137] J. Arvieux et al. *Phys. Rev. Lett.*, 42(12) :753, 1979.
- [138] F.E. Bertrand et al. *Phys. Lett. B*, 80 :198, 1979.
- [139] Y. Torizuka et al. *Phys. Rev. C*, 11 :1174, 1975.
- [140] S. Brandenburg et al. *Phys. Lett. B*, 130 :9, 1983.
- [141] S. Kamerdzhiev et al. *Phys. Rev. Lett.*, 74(20) :3943, 1995.
- [142] J. Carter et al. *Nucl. Phys. A*, 630 :631, 1998.
- [143] R.B. Firestone. *Table of isotopes vol. I et II*. 1970.
- [144] H. Vonach et M. Hille. *Nucl. Phys. A*, 127 :289, 1969.
- [145] W. Dilg et al. *Nucl. Phys. A*, 217 :269, 1973.
- [146] P. Chomaz et C. Simenel. *Communication privée*, 2002.
- [147] V.Yu. Ponomarev et al. *Z. Phys. A*, 356 :251, 1996.
- [148] V.Yu. Ponomarev et al. *Phys. Rev. Lett.*, 82 :501, 1999.
- [149] E. Moya de Guerra. Ecole de séville. In *An advanced Course in Modern Nuclear Physics*, 2000.
- [150] D. Vautherin et al. *Phys. Rev. C*, 5 :626, 1972.
- [151] M. Beiner et al. *Nucl. Phys. A*, (238) :29, 1975.
- [152] H. Krivine et al. *Nucl. Phys. A*, (336) :155, 1980.
- [153] J. Bartel et al. *Phys. Rev. Lett.*, (386) :79, 1982.



- [154] N.V. Giai et H. Sagawa. *Nucl. Phys. A*, 371 :1, 1981.
- [155] E. Chabanat et al. *Nucl. Phys. A*, (627) :710, 1997.
- [156] E. Chabanat et al. *Nucl. Phys. A*, (635) :231, 1998.
- [157] F. Catara et al. *Phys. Lett. B*, 277 :1, 1992.
- [158] D. Beaumel et al. *Ann. Phys.*, 213 :405, 1992.
- [159] M. Hage-Hassan et M. Lambert. *Nucl. Phys. A*, 188 :545, 1972.
- [160] C. Volpe et al. *Nucl. Phys. A*, 647 :246, 1999.
- [161] E.G. Lanza et al. *Nucl. Phys. A*, 613 :445, 1997.
- [162] M.V. Andres et al. *Communication privée*, 2002.
- [163] C. Simenel et al. *in preparation*, 2002.
- [164] D.M. Brink. *Semi-Classical Methods in nucleus-nucleus scattering*. 1985.
- [165] G.R. Satchler et W.G. Love. *Phys. Rep.*, 55 :183, 1979.
- [166] E.G. Lanza et al. *Nucl. Phys. A*, 636 :452, 1998.
- [167] V.Yu. Ponomarev et al. *Phys. Rev. Lett.*, 72 :1168, 1994.
- [168] C.A. Bertulani et al. *Phys. Rev. C*, 56 :574, 1996.
- [169] V.Yu. Ponomarev et al. *Phys. Rev. Lett.*, 79 :3853, 1997.
- [170] C. Volpe et al. *Nucl. Phys. A*, 589 :521, 1995.
- [171] P.F. Bortignon et C.H. Dasso. *Phys. Rev. Lett.*, 1997.
- [172] C. Volpe et al. *Nucl. Phys. A*, 521 :347c, 1996.
- [173] E.G. Lanza et al. *Nucl. Phys. A*, 654 :792c, 1999.
- [174] F. Catara et al. *Nucl. Phys. A*, 471 :661, 1987.

Ce travail porte sur l'étude des états de vibration collective du noyau : les résonances géantes et les états multiphonons. Ces derniers, constitués de plusieurs résonances géantes superposées, peuvent être excités par diffusion inélastique d'ions lourds près de l'angle d'effleurement. Aucun état à trois phonons collectif n'a été observé jusqu'à maintenant. Une expérience a été effectuée au GANIL dans le but d'observer l'état à trois phonons construit avec la Résonance Géante Quadrupolaire dans le  $^{40}\text{Ca}$ , avec la réaction  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  à 50 A.MeV. L'éjectile était identifié dans le spectromètre SPEG et les particules chargées légères étaient détectées dans les 240 scintillateurs CsI du multidétecteur  $4\pi$  INDRA. L'analyse de cette expérience confirme les résultats précédents concernant la Résonance Géante Quadrupolaire (RGQ) et l'état à deux phonons quadrupolaires dans le  $^{40}\text{Ca}$ . Pour la première fois, une branche importante de décroissance directe de la RGQ par particules alpha est mesurée. En appliquant la méthode dite de l'énergie manquante aux événements contenant trois protons mesurés en coïncidence avec l'éjectile, une décroissance directe révélant la présence d'un état à trois phonons est observée dans la région en énergie attendue pour une triple RGQ.

Les mécanismes de réaction dans la voie inélastique sont également étudiés, en particulier, un mécanisme récemment découvert appelé towing mode. Pour la première fois le towing mode de particules alpha est observé.

Les énergies des états multiphonons dans le  $^{40}\text{Ca}$  et le  $^{208}\text{Pb}$  ont été calculées microscopiquement en incluant des anharmonicités. La base du calcul a été étendue aux états à trois phonons. Nos résultats montrent de grandes anharmonicités (plusieurs MeV), dues au couplage des états à trois phonons avec les états à deux phonons. L'extension de la base aux états à quatre phonons a été effectuée pour la première fois. Les résultats montrent que les états à deux phonons ne sont pas affectés par les états à quatre phonons. Quelques résultats préliminaires sur l'influence de ces derniers sur les états à trois phonons sont présentés.

We study collective vibrational states of the nucleus : giant resonances and multiphonon states. It has been shown that multiphonon states, which are built with several superimposed giant resonances, can be excited in inelastic heavy ion scattering near the grazing angle. No three phonon states have been observed until now. An experiment has been performed at GANIL, aiming at the observation of the 3-phonon state built with the giant quadrupole resonance (GQR) in  $^{40}\text{Ca}$ , with the reaction  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  at 50 A.MeV. The ejectile was identified in the SPEG spectrometer. Light charged particles were detected in 240 CsI scintillators of the INDRA  $4\pi$  array. The analysis confirms the previous results about the GQR and the 2-phonon state in  $^{40}\text{Ca}$ . For the first time, we have measured an important direct decay branch of the GQR by alpha particles. Applying the so-called "missing energy method" to events containing three protons measured in coincidence with the ejectile, we observe a direct decay branch revealing the presence of a 3-phonon state in the excitation energy region expected for the triple GQR.

Dynamical processes are also studied in the inelastic channel, emphasizing a recently discovered mechanism named towing-mode. We observe for the first time the towing-mode of alpha particles.

The energies of multiphonon states in  $^{40}\text{Ca}$  and  $^{208}\text{Pb}$  have been computed microscopically including some anharmonicities via boson mapping methods. The basis of the calculation has been extended to the 3-phonon states. Our results show large anharmonicities (several MeV), due to the coupling of 3-phonon states to 2-phonon states. The extension of the basis to 4-phonon states has been performed for the first time. The inclusion of the 4 phonon states in the calculation did not affect the previous observations concerning the 2-phonon states. Preliminary results on the anharmonicities of the 3-phonon states are presented.